



Solitons optiques spatiaux Kerr et photoréfractifs : propriétés fondamentales et application à l'adessage optique

Virginie Coda

► To cite this version:

Virginie Coda. Solitons optiques spatiaux Kerr et photoréfractifs : propriétés fondamentales et application à l'adessage optique. Physique [physics]. Université de Franche-Comté, 2006. Français. NNT : . tel-00137257

HAL Id: tel-00137257

<https://theses.hal.science/tel-00137257>

Submitted on 19 Mar 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à

**L'UFR DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ
Spécialité Sciences Pour l'Ingénieur**

SOLITONS OPTIQUES SPATIAUX KERR ET PHOTORÉFRACTIFS : PROPRIÉTÉS FONDAMENTALES ET APPLICATION A L'ADRESSAGE OPTIQUE

par

Virginie CODA

soutenue le 13 décembre 2006 devant la commission d'examen :

Président	H. MAILLOTTE	Directeur de recherches CNRS, Université de Franche-Comté
Rapporteurs	R. BARILLE G. MONTEMEZZANI	Professeur, Université d'Angers Professeur, Université de Metz et Supelec
Examineurs	M. CHAUVET V. COUDERC P. MATHEY	Maître de conférences, Université de Franche-Comté Chargé de recherches CNRS, XLIM (Limoges) Maître de conférences, Université de Dijon

A Simon et son Papa

Remerciements

Je remercie M. Daniel VAN LABEKE qui m'a accueillie au sein du Département d'Optique de l'institut FEMTO-ST à l'Université de Franche-Comté, puis M. Hervé MAILLOTTE qui m'a permis d'aller au terme de cette thèse dans d'excellentes conditions.

Je remercie les différents membres du jury d'avoir accepté de lire et d'évaluer mon travail : M. Germano MONTEMEZZANI, professeur à l'Université de Metz et Supélec ; M. Régis BARILLE, professeur à l'Université d'Angers ; M. Vincent COUDERC, chargé de recherches CNRS à XLIM (Limoges) ; M. Pierre MATHEY, maître de conférences à l'Université de Bourgogne ; M. Hervé MAILLOTTE, directeur de recherche CNRS à FEMTO-ST et M. Mathieu CHAUVET, maître de conférences à l'Université de Franche-Comté.

Je remercie très sincèrement Mathieu CHAUVET de m'avoir dirigée pendant ma thèse. Peu de doctorants ont un encadrant aussi disponible et respectueux. J'ai énormément appris grâce à toi et je te dois beaucoup, alors encore Merci. Je remercie également Hervé MAILLOTTE qui a co-encadré cette thèse ; ton soutien a lui aussi été sans faille.

D'une manière générale je remercie l'ensemble de l'équipe d'Optique Non Linéaire, *ONL Dream Team* la bien nommée, pour l'ambiance exceptionnelle qui y règne. Merci à chacun d'entre vous :

Eric, Fabrice, Thibaut, Gil, Laurent, Cyril, Gilles, Arnaud, Alexis, Sophie, Mika, Armand, Anne, Jean-Charles, Rémy, Jérémy, Jean-Luc, Dario et Federico ; travailler avec vous tous fut un réel plaisir.

Je remercie également le professeur Greg SALAMO et son équipe pour les échantillons fournis pour mes expériences en milieux Kerr, mais aussi pour leur accueil chaleureux lors de ma visite à Fayetteville, en particulier celui de Ryan SWAIN.

Je remercie tous les autres membres du laboratoire et de l'Université que j'ai pu côtoyer durant toutes ces années passées en ces lieux.

Je remercie mes parents de m'avoir permis de faire les études de mon choix, et mes beaux parents pour leur disponibilité permanente et leur gentillesse.

Je remercie enfin Stéphane pour m'avoir supportée et soutenue depuis le début et même avant.

Quoique... En y réfléchissant bien, si tu n'avais pas été là, il n'y aurait pas eu Simon... Et si vous n'aviez pas été là, j'aurais pu rester à la fac tous les soirs jusqu'à 23h sans que personne ni trouve à redire... Et j'aurais sûrement pu finir plus vite... Alors finalement, Merci surtout parce que grâce à toi ma vie n'est pas toute entière résumée dans ce manuscrit.

Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	v
Table des figures	ix
Introduction	1
1 Enjeux des solitons spatiaux	5
1.1 Le monde « solitonique »	5
1.1.1 Le soliton : un outil d'exploration de la physique	5
1.1.1.1 L'exemple des solitons hydrodynamiques	5
1.1.1.2 Un vaste monde	6
1.1.2 Le soliton optique : un outil pour les télécommunications ?	7
1.1.2.1 Le soliton comme bit d'information	7
1.1.2.2 Le soliton qui dirige l'information	9
1.2 La diversité des solitons spatiaux optiques	10
1.2.1 Les solitons Kerr	11
1.2.1.1 Présentation du modèle théorique	11
1.2.1.2 Spécificités des solitons Kerr	14
1.2.2 Les solitons photoréfractifs	16
1.2.2.1 Présentation du modèle théorique	17
1.2.2.2 Spécificités des solitons photoréfractifs	19
1.2.3 Et les autres	21
1.2.3.1 Les solitons quadratiques	21
1.2.3.2 Les solitons dans les cristaux liquides	22
1.2.3.3 Les billes de lumière	22
1.3 Bilan	22
2 Limites de propagation des solitons spatiaux Kerr dans l'AlGaAs	25
2.1 Caractéristiques du semiconducteur AlGaAs	25
2.1.1 Le choix de ce matériau	25
2.1.2 Figures de mérite	27
2.1.3 Prise en compte de l'absorption dans le modèle théorique	29
2.1.3.1 Modification de l'équation de Schrödinger non linéaire	29
2.1.3.2 Aspect temporel	31
2.2 Dispositifs expérimentaux	32
2.2.1 Caractéristiques des guides plans	32
2.2.2 Montages expérimentaux et premiers résultats	33

2.2.2.1	Dispositif femtoseconde	33
2.2.2.2	Dispositif picoseconde	35
2.3	Étude de l'autofocalisation en fonction de la puissance	36
2.4	Étude de l'autofocalisation en fonction de la longueur d'onde	39
2.4.1	Mesures en régime femtoseconde pour un faisceau large	39
2.4.2	Mesures en régime picoseconde pour un faisceau étroit	42
2.5	Influence de la durée des impulsions	43
2.5.1	Impulsions femtosecondes	43
2.5.2	Impulsions picosecondes	44
2.5.3	Impulsions nanosecondes	47
2.6	Bilan	47
3	Étude du soliton brillant bidimensionnel photoréfractif dans le niobate de lithium	49
3.1	Propriétés et potentiel du LiNbO_3	49
3.1.1	Applications photoniques du LiNbO_3	49
3.1.1.1	Propriétés générales	50
3.1.1.2	Stœchiométrie des cristaux	51
3.1.1.3	Effet acousto-optique	51
3.1.1.4	Non-linéarité d'ordre deux	51
3.1.1.5	Effet électro-optique	52
3.1.1.6	Effet photovoltaïque	53
3.1.1.7	Effet photoréfractif	54
3.1.1.8	Guides d'onde de surface	55
3.1.2	Potentialités du LiNbO_3 pour la propagation soliton	55
3.1.2.1	Matériaux adaptés pour la génération de solitons photoréfractifs	55
3.1.2.2	LiNbO_3 et solitons : état de l'art	56
3.1.2.3	LiNbO_3 et solitons photoréfractifs	57
3.2	Démonstration théorique de l'existence du soliton brillant écran-PV	58
3.2.1	Expression temporelle du champ de charge d'espace	59
3.2.1.1	Établissement de l'équation différentielle	59
3.2.1.2	Résolution de l'équation différentielle	61
3.2.2	Equation de propagation	61
3.2.3	Solution de l'équation de propagation : le soliton écran-PV	62
3.3	Démonstration expérimentale du soliton brillant écran-PV dans le LiNbO_3	66
3.3.1	Dispositif expérimental	66
3.3.2	Formation d'un soliton brillant 2-D dans le LiNbO_3	67
3.3.2.1	En polarisation extraordinaire	67
3.3.2.2	En polarisation ordinaire	68
3.3.2.3	Interprétation des résultats	69
3.3.3	Tests des guides induits	71
3.3.3.1	Guides induits en polarisation extraordinaire	71
3.3.3.2	Guides induits en polarisation ordinaire	72
3.3.3.3	Sensibilité à la polarisation des guides	72
3.4	Trajectoires complexes induites par les solitons écrans-PV	75
3.4.1	Un soliton « flexible »	75
3.4.1.1	Mise en évidence expérimentale du soliton à trajectoire courbe	75
3.4.1.2	Modélisation de la courbure du soliton	76
3.4.2	Réflexions totales de solitons	80

3.4.2.1	Double réflexion du soliton lors de sa propagation dans un prisme de LiNbO_3	80
3.4.2.2	Propagation courbe du soliton suivie d'une réflexion totale	81
3.5	Bilan	83
4	Un exemple d'application des solitons : l'adressage tout optique	85
4.1	Principe de l'adressage tout-optique	85
4.2	Interconnexions reconfigurables dans l'AlGaAs	87
4.2.1	Jonction Y reconfigurable	87
4.2.2	Connecteur $1 \times N$	89
4.3	Etude dans le LiNbO_3 : l'exemple d'un routeur 3-D	90
4.3.1	Réalisation de la structure	91
4.3.2	Test du connecteur 1×4	93
4.3.3	Jonction Y	93
4.4	Bilan	94
	Conclusion	95
	Bibliographie	98

Table des figures

1.1	Illustration de la non-linéarité Kerr dans une fibre optique.	8
1.2	Description qualitative de la formation d'un soliton spatial optique	10
1.3	Simulation numérique de la propagation dans un milieu Kerr	14
1.4	Diagramme de bande de l'effet photoréfractif	17
2.1	Propriétés non linéaires de $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$	28
2.2	Figures de mérite de $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$	29
2.3	Comparaison de la propagation en milieu Kerr idéal et absorbant en régime continu . .	30
2.4	Comparaison de la la propagation sans et avec AMP en régime impulsionnel	31
2.5	Structure des guides plans AlGaAs utilisés	32
2.6	Schéma du dispositif femtoseconde	34
2.7	Propagation soliton en régime femtoseconde	34
2.8	Schéma du dispositif picoseconde	35
2.9	Propagation soliton d'une impulsion picoseconde sur $17 L_D$	35
2.10	Étude de l'autofocalisation en fonction de l'intensité initiale	37
2.11	Simulations présentant une impulsion gaussienne et super-gaussienne	38
2.12	Autofocalisation en fonction de la longueur d'onde en régime femtoseconde	39
2.13	Puissances nécessaires à l'autofocalisation en fonction de la longueur d'onde	40
2.14	Simulations montrant l'influence des différents effets non linéaires	41
2.15	Résultats de l'étude en fonction de λ avec le dispositif picoseconde	42
2.16	Simulations de l'autofocalisation sur $17L_D$ en présence d'AMP	45
2.17	Longueurs de propagation soliton en fonction de la durée des impulsions	46
3.1	Profils solitons et champs de charge d'espace pour différents temps d'exposition	63
3.2	Courbes d'existence du soliton écran-PV pour différents champs photovoltaïques . . .	64
3.3	Étude de l'influence de r	65
3.4	Taille minimale du soliton en régime établi obtenue en fonction du champ PV	65
3.5	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude des solitons écrans-PV	66
3.6	Dynamique de formation d'un soliton polarisé extraordinairement	67
3.7	Dynamique d'autofocalisation d'un faisceau polarisé ordinairement	68
3.8	Profils d'indice typiques induits par des solitons (2+1)D dans un milieu PR	69
3.9	Tests du guide induit en polarisation extraordinaire	71
3.10	Tests du guide induit en polarisation ordinaire	72
3.11	Test des guides avec différentes polarisations pour $\lambda = 1550 \text{ nm}$	73
3.12	Test des guides réalisés avec des solitons à 532 nm	73
3.13	Champs E créés par un soliton écran-PV quasi-établi et profils d'indice induits	74
3.14	Evolution du faisceau en sortie de cristal avec $E_0 = 50 \text{ kV/cm}$ et $P = 100 \mu\text{W}$	75
3.15	Temps d'apparition de la mise en mouvement du faisceau en fonction de $1/P$	76

3.16 Comparaison Exp./Sim. de l'évolution de la largeur du faisceau et de sa position	78
3.17 Simulations présentant la propagation de I ainsi que le champ de charge E	79
3.18 Evolution E pour $N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et pour $N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	79
3.19 Influence la concentration des accepteurs N_A sur la l'auto-déviaton	80
3.20 Double réflexion d'un soliton lors de sa propagation dans un prisme de LiNbO_3	81
3.21 Réflexion d'un soliton courbe sur le bord de l'échantillon	82
4.1 Exemples de connexions optiques réalisée par des solitons spatiaux	87
4.2 Réalisation d'une jonction Y avec des solitons Kerr dans l'AlGaAs	88
4.3 Images et profils de la jonction Y réalisée avec le dispositif picoseconde	88
4.4 Images et profils de la jonction Y réalisée avec le dispositif femtoseconde	89
4.5 Réalisation d'une connexion $1 \times N$ avec des solitons Kerr dans l'AlGaAs	89
4.6 Principe du connecteur 3-D 1×4 et (b) schéma du dispositif expérimental	91
4.7 Réalisation d'une connexion 3-D 1×4 grâce à l'autofocalisation dans le LiNbO_3	92
4.8 Utilisation du routeur photo-induit 1×4 pour 5 configurations d'adressage	93

Introduction

Internet a révolutionné nos vies. Peut-être pas encore tout à fait celle de tout le monde, mais il y a d'ors et déjà près d'un foyer sur deux connecté en France, ce qui est somme toute déjà colossal. Les réseaux de télécommunications sont dorénavant fondés sur les transmissions par voies optiques : l'information est codée sous forme d'impulsions lumineuses issues d'une diode laser et est envoyée sur une fibre optique qui l'achemine jusqu'au récepteur situé parfois sur un autre continent, par-delà les océans. Cependant, malgré le potentiel évident, la transmission s'effectue rarement optiquement d'un bout à l'autre de la ligne.

En effet, à l'extrémité de la chaîne de transmission, chez l'utilisateur, le signal redevient électrique via les fils du téléphone. Les technologies DSL arrivent au bout de leurs performances dans la course au haut-débit. Chacun de leurs gains en bande passante a aussitôt été dépassé par les usages qu'ils ont favorisés. Le mieux que le fil de cuivre délivre aujourd'hui est un débit symétrique de 8 Mbit/s vers l'utilisateur situé à moins de 2 km de l'émetteur et jusqu'à 100 Mbit/s à moins de 400 m. A ce jour, il paraît impossible d'aller au-delà. Idem pour les technologies radio comme le Wi-Fi ou le Wi-MAX. Quand le minimum exigé par les particuliers, et a fortiori les entreprises, deviendra le 20 Mbit/s symétrique, voire le 100 Mbit/s, l'utilisation de la fibre optique dont les capacités se situent dans le domaine du Tbit/s s'imposera sans doute jusqu'à l'utilisateur. Notons, qu'un acteur majeur des télécoms a récemment annoncé le déploiement de la fibre optique jusque chez l'abonné, ce qui prouve que cette mutation est proche.

Plus en amont, dans les réseaux de télécommunications optiques, de nombreux nœuds de commutation (ou routeurs) parsèment le réseau et permettent l'aiguillage de l'information. Actuellement ces opérations d'adressage sont réalisées électroniquement et comprennent la suite d'événements suivants : détection du signal optique, décision électronique de l'adressage, déclenchement électronique du laser dans le port de sortie choisi, et génération d'un nouveau signal lumineux. Malgré l'amélioration de ces techniques opto-électroniques, la bande passante de ces systèmes de traitement des données reste limitée, et constitue donc un frein aux débits utilisables.

Alors oui, les télécommunications optiques sont à la base d'Internet, mais il ne s'agit pas encore de systèmes *tout-optiques*, où le signal ne subirait pas de conversion intermédiaire dans un autre format. Une conception tout optique des transmissions permettraient d'accroître les débits, comme la révolution des amplificateurs optiques (erbium notamment) a déjà permis de franchir un palier en terme de vitesse. Les fonctions de traitement des signaux de télécommunication (amplification, régénération, conversion de longueur d'onde, multiplexage, etc...) sont ainsi de plus en plus fréquemment effectuées de manière tout-optique, afin de permettre une utilisation optimale des fibres.

La recherche sur les solitons optiques s'inscrit dans ce contexte. Un soliton spatial apparaît lors-

qu'un effet non linéaire compense exactement la diffraction naturelle, de sorte que le faisceau se propage avec un profil confiné invariant. Leurs propriétés intrinsèques de guidage auto-induit et d'interactions variées rendent les solitons spatiaux exploitables pour la réalisation de systèmes tout-optiques dynamiques de traitement parallèle de l'information, notamment dans le domaine des télécommunications pour le routage optique et les interconnexions reconfigurables.

Divers mécanismes physiques peuvent provoquer la non-linéarité à l'origine de l'autofocalisation. Par ailleurs, cette configuration de base, reposant sur un faisceau unique inspire des arrangements plus évolués qui se traduisent par une grande richesse des phénomènes observés. Avant de concevoir des systèmes utilisant les solitons spatiaux, cela passe forcément par une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu dans la propagation de ces structures lumineuses particulières. Dans cette thèse, deux milieux aux propriétés non linéaires complémentaires ont été étudiés : un milieu Kerr en configuration planaire offrant une réponse ultra-rapide et un milieu photoréfractif siège d'une autofocalisation stable bidimensionnelle opérationnelle à très basse puissance. Les solitons Kerr naissent de la modification de l'indice de réfraction du milieu proportionnellement à l'intensité lumineuse. Dans les milieux photoréfractifs, cette modification d'indice est induite par une photo-excitation de charges qui migrent dans le matériau et sont repiégés en périphérie, donnant ainsi naissance à une distribution inhomogène des charges. Ce champ de charge d'espace modifie en retour l'indice de réfraction par effet électro-optique.

Dans ces deux types de milieux, mes recherches ont portées sur des modèles résolus de façon analytique et numérique qui sont confrontés aux nombreuses expériences réalisées. Ce manuscrit de thèse s'articule autour de quatre chapitres.

Un *premier chapitre* témoigne de la réalité physique des solitons, en s'appuyant d'abord sur l'exemple des solitons hydrodynamiques, avant de se concentrer sur les solitons optiques et plus particulièrement sur les solitons spatiaux. Les équations principales des deux grandes familles de solitons étudiés (les solitons Kerr et les solitons photoréfractifs) sont rapidement présentées, ainsi que les caractéristiques qui les distinguent.

Le *deuxième chapitre* est consacré à l'autofocalisation Kerr en configuration planaire dans le semiconducteur AlGaAs, aux longueurs d'onde des télécommunications. Cette étude s'est déroulée dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe du professeur G. Salamo de l'Université d'Arkansas. L'analyse numérique et expérimentale montre que les absorptions non linéaires, bien que faibles, déterminent la plage de longueurs d'onde utilisable et inhibent la génération de solitons d'ordres supérieurs. Par ailleurs, nous déterminons expérimentalement les durées d'impulsions compatibles avec la génération de solitons dans ce milieu.

Dans le *troisième chapitre*, nous étudions un nouveau type de soliton brillant bidimensionnel, le soliton photoréfractif dans le LiNbO₃. Ce soliton est caractérisé par l'application d'un champ électrique qui s'oppose à l'effet photovoltaïque intrinsèque au matériau afin de produire un effet non linéaire focalisant. Les courbes d'existence de ces entités invariantes sont calculées à l'aide d'un modèle semi-analytique. Un modèle numérique de propagation de faisceaux prenant en compte la dynamique de mise en place de l'effet photoréfractif est ensuite développé. En accord avec les simulations, les expériences réalisées montrent que ces solitons constituent une technique simple pour générer des guides à symétrie circulaire - droits ou à trajectoires complexes - utilisables aux longueurs d'onde du visible mais également dans l'infrarouge.

Enfin, dans le *quatrième chapitre* nous testons les potentialités des solitons pour l'adressage op-

tique à travers deux applications. La première permet de vérifier les capacités des solitons Kerr dans l'AlGaAs pour des interconnexions rapidement reconfigurables. Dans une seconde configuration, un composant d'optique intégrée 3-D remplissant la fonction de routage 1 vers 4 est démontré dans le LiNbO₃ à l'aide de solitons photoréfractifs.

Chapitre 1

Enjeux des solitons spatiaux

Ce chapitre introduit la notion de soliton à partir de l'exemple des solitons hydrodynamiques. Puis les solitons optiques sont présentés en détail, notamment leur intérêt pour les télécommunications ; qu'ils s'agissent des solitons temporels ou des solitons spatiaux. Nous considérons ensuite un premier exemple de soliton spatial optique : le soliton Kerr. Le soliton photoréfractif constitue le second exemple détaillé. Nous finissons en mentionnant l'existence d'autres familles de solitons spatiaux qui ne font pas l'objet d'études approfondies au cours de cette thèse et sont, pour cette raison, plus succinctement présentés.

1.1 Le monde « solitonique »

1.1.1 Le soliton : un outil d'exploration de la physique

1.1.1.1 L'exemple des solitons hydrodynamiques

Le 26 décembre 2004 un terrible tsunami a dévasté l'Indonésie, les côtes du Sri Lanka et du sud de l'Inde, ainsi que le sud de la Thaïlande, faisant plus de 200 000 morts. Un violent séisme sous-marin à l'origine du tsunami a provoqué un brusque déplacement de toute la colonne d'eau, ce qui a engendré une série d'ondes de très grande longueur d'onde (plusieurs dizaines de kilomètres). La vague ainsi formée, quasi indécélable en pleine mer, à cause de sa très grande longueur d'onde, s'est alors propagée très rapidement, pratiquement sans se dissiper, jusqu'à ce que son énergie soit entièrement libérée sur la côte... En effet, à l'abord du continent, la remontée du fond océanique et les réflexions-réfractions sur le rivage induisent une diminution la longueur d'onde de la vague et son amplitude augmente, avant de déferler sur les côtes avec les conséquences que l'on connaît. Ainsi sur le plancher océanique, un tsunami peut être considéré comme une onde solitaire (ou soliton). En effet, c'est une impulsion (vague) qui se propage en conservant un profil invariant, grâce à la profondeur constante de l'eau, dans un milieu qui est ici bidimensionnel.

D'une manière générale, un soliton est une onde qui se propage sans déformation dans un milieu non-linéaire. A contraria des lois classiques qui présentent une dispersion de l'énergie, ici l'onde est

suffisamment intense pour exciter un effet non-linéaire qui va compenser l'effet normal de dispersion de l'énergie lors de sa propagation. L'énergie, grâce au phénomène non-linéaire, crée un puits de potentiel dans son milieu de propagation. Ce puits piège en retour l'énergie et l'empêche de se disperser.

D'autres vagues spectaculaires peuvent être décrites par les solitons : les vagues scélérates et les mascarets. Les vagues scélérates (*freak waves*) sont des vagues solitaires de même longueur d'onde que les tsunamis, mais au profil beaucoup plus abrupt, et dont la hauteur du creux à la crête peut atteindre 30 mètres. L'origine de leur apparition est encore mal connue ; une explication avancée serait que la vague scélérate apparaît, en absorbant l'énergie contenue dans les vagues voisines, formant un *paquet de vagues* (paquet d'ondes) analogue au *paquet d'ondes* de l'équation de Schrödinger. Nous retrouverons ce rapprochement entre les paquets d'ondes que forment les solitons et l'équation de Schrödinger de la mécanique quantique, au paragraphe 1.2.1.1.

Dans des conditions très particulières (fort coefficient de marée, fleuve à gros débit et très faible niveau d'eau), on peut encore observer ce que l'on appelle un *mascaret*. Il est lié à la marée montante qui remonte un fleuve à contre-courant. Le flux de marée se heurte alors au courant du fleuve, et par l'effet d'entonnoir de l'estuaire, ainsi que de la diminution de la profondeur, une série de vagues se créent. Le mascaret grossit au fur et à mesure de sa progression et peut atteindre jusqu'à 3 m de hauteur. Cet ensemble de vagues (une dizaine séparées les unes des autres d'une dizaine de mètres) remonte l'estuaire à très grande vitesse. Loin en amont on finit par obtenir un soliton.

1.1.1.2 Un vaste monde

La première mention d'un soliton remonte à 1844. On la doit à l'ingénieur écossais John Russel [1]. Alors qu'il montait à cheval le long de l'Union Canal, proche d'Edimbourg, il remarqua qu'une barge, en s'arrêtant soudainement, produisit une vague importante qui continua de se propager en amont, sans atténuation de sa forme, ni de sa vitesse. Il suivit ainsi cette vague, sur plusieurs kilomètres, vague qui remontait le courant en semblant ne pas vouloir faiblir. Il remarqua aussi que les vagues de forte amplitude se déplaçaient plus vite que celles d'amplitude faible (phénomène de propagation non-linéaire).

L'interprétation mathématique du soliton hydrodynamique sera faite dès 1895 par deux mathématiciens hollandais, Korteweg et Vries, avec l'équation dite « KdV » [2] qui restera oubliée jusqu'en 1965, puis sera redécouverte par Zabusky et Kruskal qui, poussant plus loin les travaux, découvriront que deux solitons peuvent entrer en collision et tout de même garder la même enveloppe et leur vitesse propre après séparation [3]. Quand deux solitons se rapprochent, ils se déforment graduellement, devenant un simple paquet d'ondes qui se redivise ensuite en deux solitons ayant conservé leur forme et leur vitesse.

Le terme de soliton était alors né. On s'est rendu compte que ces paquets d'énergie pouvaient subir des forces qui leur donnent des propriétés matérielles, d'où ce nom de soliton. Cette époque marque le mouvement où les scientifiques ont commencé à utiliser les calculateurs pour étudier la propagation non linéaire [4]. Ceci a débouché sur une multitude de travaux, lorsqu'on a découvert que nombre de phénomènes, que ce soit en physique, en électronique, en chimie ou même en biologie, pouvaient être décrits par la théorie mathématique et physique du soliton. Les solitons hydrodynamiques ne sont donc qu'un exemple parmi bien d'autres : la modélisation des supraconducteurs,

le transport d'énergie dans l'ADN utilise le modèle des solitons [5, 6]... Mais, incontestablement, l'optique est le domaine où l'étude des solitons est la plus riche.

1.1.2 Le soliton optique : un outil pour les télécommunications ?

1.1.2.1 Le soliton comme bit d'information

L'exemple des solitons hydrodynamiques permet une mise en évidence frappante de la réalité des solitons et de leur place pour la compréhension de la propagation des ondes quand les milieux deviennent non-linéaires, généralement du fait de la forte intensité des ces ondes¹. L'attrait des théories fondamentales liées à ce domaine de recherche peut donc pleinement se justifier pour une meilleure compréhension de la physique non linéaire. Elles prennent cependant une autre dimension pour une application assez révolutionnaire : l'emploi de signaux lumineux *solitons* dans les fibres optiques.

En effet, les impulsions temporelles, correspondant aux bits d'information d'une transmission télécom par fibre, ont tendance à s'élargir lors de la propagation à cause de la dispersion naturelle (*i.e.* toutes les fréquences ne se propagent pas à la même vitesse) limitant ainsi les débits utilisables. Si ces implusions sont des solitons, elles sont donc des paquets d'ondes dont l'enveloppe garde une forme constante au cours de la propagation : la capacité de transport d'informations d'un système à solitons est donc beaucoup plus grande. Encore faut-il pouvoir propager de telles ondes dans les fibres optiques.

Principe du soliton temporel

Cela est rendu possible par l'effet Kerr optique présent dans la silice. Dans un milieu présentant l'effet Kerr optique, l'indice de réfraction du milieu n , c'est à dire la vitesse de phase v du milieu (puisque $v = c/n$ avec c la vitesse de l'onde dans le vide), dépend de l'intensité lumineuse I :

$$n(I) = n_0 \pm n_2 I \quad (1.1)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire habituel. Le coefficient n_2 est une constante caractéristique du matériau liée au tenseur de susceptibilité électrique². Suivant le milieu, l'indice peut être augmenté ($+n_2 I$) ou réduit ($-n_2 I$). Dans la silice, cet effet est relativement faible et augmente l'indice (ou réduit la vitesse). Il en résulte donc un effet de modulation de phase par l'intensité lumineuse du faisceau. Pour la fréquence ω qui se propage, après un parcours de longueur L , le déphasage vaut :

$$\Phi = \Phi_{Lin} + \Delta\Phi_{NL} = (n_0 + n_2 I)\omega L / c \quad (1.2)$$

Cet effet crée un retard de phase qui est maximal au pic (en intensité) de l'impulsion. Cette variation temporelle de la phase à l'intérieur de l'impulsion induit une variation de fréquence instantanée (définie comme l'opposée de la dérivée temporelle de la phase, voir Fig. 1.1). L'avant de l'impulsion

1. mais pas toujours comme nous le verront au paragraphe 1.2.2 sur les solitons photoréfractifs.

2. Nous avons fait le choix, dans ce manuscrit, de ne pas introduire de manière détaillée les équations de base de l'optique non linéaire. Le lecteur trouvera aisément, le cas échéant, une abondante littérature s'y rapportant. On peut citer par exemple, le livre en français de F. Sanchez [7], ou bien le livre de référence sur l'optique non linéaire dans les fibres de G.P. Agrawal [8]. L'effet Kerr optique sera cependant un peu plus détaillé dans le paragraphe 1.2.1 traitant des solitons spatiaux en milieu Kerr.

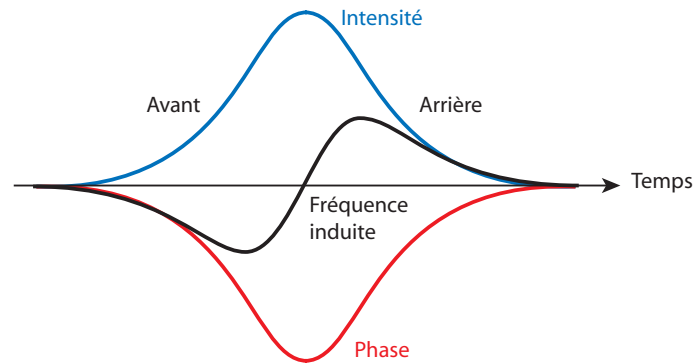


FIG. 1.1 : Profils d'intensité, de phase et de fréquence induits par la non-linéarité Kerr dans une fibre optique.

voit donc ses fréquences être réduites alors que les fréquences en fin d'impulsion sont augmentées. A ce stade du raisonnement, l'effet non-linéaire seul est donc un effet parasite, d'autant plus gênant que la puissance et les distances de transmission sont grandes.

Toutefois, la dispersion chromatique de la silice est anormale aux longueurs d'onde des télécoms. Ce qui signifie que les courtes longueurs d'onde se propagent plus vite que les longues, élargissant du même coût l'impulsion en sortie de fibre. Cependant, la dispersion peut être compensée par l'automodulation de phase. En effet, d'une part, à cause de l'effet Kerr les grandes longueurs d'onde se retrouvent à l'avant de l'impulsion, mais elles se propagent plus lentement à cause de la dispersion, tandis que les courtes longueurs d'onde sont reléguées à l'arrière par l'effet Kerr, mais accélérées par la dispersion. Nous voyons donc que la dispersion chromatique et l'effet Kerr sont deux effets antagonistes qui, si l'intensité de l'impulsion (ainsi que sa forme) est ajustée de manière à compenser exactement l'élargissement naturel, permettra une propagation de l'impulsion de type soliton.

Sa place dans les communications

Dans une fibre optique, l'information est transportée par des ondes lumineuses qui s'élargissent donc naturellement au cours de la propagation et sont sensibles aux imperfections de la fibre. Plus robustes que des impulsions classiques, les solitons se propagent idéalement sans se disperser, ni changer de fréquence. Leur mise en œuvre dans les communications optimise l'utilisation des fibres optiques puisqu'ils permettent de véhiculer une quantité d'information beaucoup plus grande, sur de très longues distances, et en réduisant les imperfections lors de la transmission.

Ces solitons optiques ont été prédits en 1973 par Hasegawa et Tappert [9], puis observés expérimentalement en 1980 par Mollenauer et ses collaborateurs [10]. Rapidement les potentialités des solitons temporels pour les télécommunications ont été testées avec succès [11]. Cependant, la propagation des solitons dans les fibres a montré l'importance de termes jusqu'alors négligés ou mal connus, qu'il a fallu prendre en compte dans des modèles plus complets. Une nouvelle technique permettant de combattre la dispersion dans les fibres est alors apparue dans les années 90. Elle consiste à faire propager des ondes dans une fibre qui possède deux coefficients de dispersion différents [12]. Dans un premier tronçon, le coefficient de dispersion est négatif, puis dans un second tronçon il est positif. Dans la première partie, l'onde se disperse puis elle se reforme dans la seconde partie. Il ne s'agit donc plus véritablement d'un soliton, puisque l'impulsion de départ ne retrouve sa forme initiale que de manière périodique, mais on utilise tout de même le terme de *soliton à gestion de la dispersion*, malgré l'absence de non-linéarité. La recherche s'est orientée dans cette voie pour déve-

lopper l'utilisation des solitons dans les réseaux à fibres [13, 14]. Les résultats sont très encourageants puisque des systèmes commerciaux utilisant ce type de solitons permettent d'atteindre des débits de l'ordre du terabit par seconde sur une distance de plusieurs milliers de kilomètres [15], résultats à comparer avec les quelques gigabits par seconde des systèmes classiques actuels. Parallèlement à ces développements sur les solitons temporels, les capacités des transmissions linéaires à fibres se sont très nettement améliorées. La méthode actuelle la plus largement employée pour profiter des capacités de la fibre optique (limitée par la dispersion en régime linéaire), est donc d'augmenter le transfert d'informations sur un même canal par multiplexage. Il consiste à utiliser N signaux au débit D équivalents en terme de capacité à un signal au débit $N \times D$. Pour conserver l'intégrité de chaque signal sur le canal, le multiplexage introduit entre les signaux une séparation temporelle ou fréquentielle.

Ces méthodes linéaires, font que les systèmes utilisant les solitons, bien que fonctionnels, ne sont pas encore utilisés dans la pratique. Leur intérêt reste pourtant d'actualité aux vues de la demande toujours grandissante en matière de communications, notamment par le biais d'Internet. Il existe, aujourd'hui, au moins un exemple d'utilisation commerciale des solitons : en 2003, la société Marconi a installé un système tout-optique (c'est-à-dire sans régénération électrique du signal), utilisant des solitons, reliant Perth sur la côte ouest australienne, à Adélaïde sur la côte est, soit une connexion de 2900 km [15, 16]. De plus, le concept du soliton relié à d'autres phénomènes, a permis des avancées importantes, utiles par exemple pour le blocage de modes par effet Kerr dans les lasers femtosecondes [17].

1.1.2.2 Le soliton qui dirige l'information

Les solitons optiques ne se réduisent pas à ces impulsions qui se propagent dans les fibres sans se disperser. Il est un autre monde où l'optique et les solitons se rencontrent. Ce monde là n'est plus temporel mais spatial. En effet, la dispersion chromatique a son équivalent spatial qui est la diffraction. L'effet non-linéaire, par le changement d'indice de réfraction qu'il induit dans le milieu³, agit alors comme une lentille, convergente ou divergente selon que l'indice est augmenté ou diminué. Cet effet est illustré par la Fig. 1.2. Tout comme dans le domaine temporel, quand les deux effets se compensent exactement, le faisceau peut alors se propager tout en restant confiné, sans avoir besoin d'une structure de guide d'onde initiale comme support de propagation. Ces solitons présentent eux aussi un intérêt pour les télécoms [18].

De part leurs propriétés de guidage auto-induit, ils peuvent conduire l'information de manière similaire à une fibre. Cependant les distances de propagation des solitons spatiaux sont typiquement de l'ordre du centimètre (à cause des pertes des matériaux non-linéaires ou des limites des techniques de fabrication [19]) et ne sont en aucun cas des concurrents sérieux aux fibres optiques. Leurs applications se trouvent ailleurs, pour réaliser par exemple des fonctions d'adressage où ils peuvent être utilisés comme des routeurs rapidement reconfigurables [20] et où les courtes distances de propagation ne sont pas un obstacle.

En effet, les débits des communications optiques deviennent de plus en plus limités par le traitement électronique actuellement nécessaire à chaque nœud de commutation (ou routeurs). Ces nombreux nœuds parsèment le réseau et permettent de séparer les différents signaux *mélangés* par le multiplexage et de les envoyer vers leurs destinations respectives ou d'une manière générale de connecter

3. A l'exception notable des solitons quadratiques qui n'induisent pas de modification de l'indice de réfraction du milieu (c.f. § 1.2.3.1).

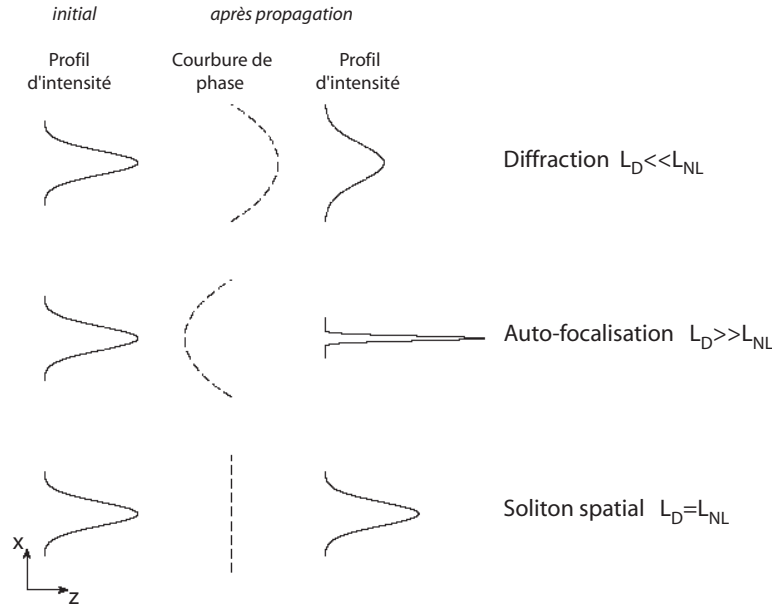


FIG. 1.2 : Description qualitative de la formation d'un soliton spatial optique. Les longueurs caractéristiques L_D et L_{NL} sont définies par les équations (1.8) et (1.9) pour le soliton Kerr.

n'importe quel utilisateur à n'importe quel autre. Actuellement ces fonctions d'adressage, de commutation, sont presque toujours réalisées par des composants électroniques [21]: le signal optique entrant est converti en signal électrique, il est dirigé, puis re-transformé à nouveau en signal optique avant d'être ré-injecté dans une fibre. Malgré l'amélioration de ces techniques opto-électroniques, le temps de traitement des données reste long. Il est un facteur limitant à la rapidité des transmissions. Une conception *tout optique* des routeurs permettrait d'accroître les débits, tout comme la révolution des amplificateurs optiques (erbium notamment) a déjà permis de franchir un palier en terme de vitesse. Les fonctions de traitement des signaux de télécommunication (amplification, régénération, conversion de longueur d'onde, multiplexage, etc...) sont ainsi de plus en plus fréquemment effectuées de manière tout-optique, afin de permettre une utilisation optimale des fibres.

Les recherches sur les solitons spatiaux, au cœur des travaux de cette thèse, s'inscrivent dans cette logique. Nous détaillerons un peu plus en détail comment sont exploitées les propriétés particulières de ces solitons dans le paragraphe suivant et au chapitre 4 portant sur la réalisation expérimentale de jonctions utilisant des solitons spatiaux.

1.2 La diversité des solitons spatiaux optiques

Malgré leur potentiel réel pour les applications, la recherche sur les solitons spatiaux est restée beaucoup plus fondamentale que celles de leurs cousins temporels. Dans le domaine temporel, la silice des fibres optiques est le principal milieu étudié, alors que dans le domaine spatial, l'autofocalisation peut être réalisée dans de nombreux matériaux non linéaires. Cela se traduit par une diversité de phénomènes physiques mis en jeu et donc par une richesse des phénomènes observés potentiellement applicables. Avant de concevoir des systèmes commerciaux utilisant les solitons spatiaux, il est évident qu'une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu dans les propagations so-

litons est indispensable, d'où des recherches, d'une manière générale, plus fondamentales. Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre (§ 1.1.1), la propagation soliton peut survenir dans de multiples domaines de la physique. La recherche sur les solitons optiques, facile à mettre en œuvre, est donc d'autant plus précieuse qu'elle permet d'extrapoler les résultats obtenus à une meilleure compréhension de la physique non linéaire.

Le premier exemple de soliton spatial correspond, en 1964, à la découverte du phénomène d'autofocalisation [22, 23] d'un faisceau d'une onde continue (Fig. 1.2). Cet effet n'a pas été immédiatement relié au concept des solitons à cause de sa nature instable. Et il a fallu attendre les années 80, pour qu'un soliton spatial stable puisse être clairement démontré par une équipe française [24, 25]. Cette section présente les principaux mécanismes responsables de l'autofocalisation dans les milieux non linéaires, que ce soit dans les milieux Kerr qui furent les supports de ces premières expériences, ou d'autres non-linéarités découvertes depuis. Notre attention se portera principalement sur les solitons Kerr et les solitons photoréfractifs qui sont ceux étudiés au cours de cette thèse.

1.2.1 Les solitons Kerr

L'effet Kerr optique est l'analogie pour des champs électriques oscillant aux fréquences optiques de l'effet Kerr habituel (à savoir la modification de l'indice d'un milieu sous l'effet d'un champ électrostatique). L'origine de l'effet Kerr optique est microscopique et réside dans une anisotropie induite de la polarisabilité du milieu, dont de nombreux phénomènes physiques peuvent être à l'origine. Le tableau 1.1 en indique un certain nombre, avec la valeur typique de n_2 associée, ainsi que le temps de réponse τ du processus non linéaire (c'est-à-dire la durée caractéristique d'interaction laser-matériau nécessaire à l'instauration de la réponse non linéaire du milieu).

Mécanisme physique	n_2 (cm ² /W)	τ (s)
Polarisation électronique	10^{-16}	10^{-15}
Orientation moléculaire	10^{-14}	10^{-12}
Électrostriction	10^{-14}	10^{-9}
Saturation d'une transition atomique	10^{-10}	10^{-8}
Effets thermiques	10^{-6}	10^{-3}

TAB. 1.1 : Caractéristiques typiques des non-linéarités Kerr selon leur origine, d'après [26].

Nous avons déjà parlé de l'effet Kerr optique lors de notre discussion sur les solitons temporels (§ 1.1.2.1). Ici l'automodulation de phase ne sert plus à contrebalancer la dispersion, mais la diffraction (Fig. 1.2). La dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité reste la même (équ. (1.1)) : $n(I) = n_0 \pm n_2 I$, et les équations qui régissent la propagation soliton sont tout à fait analogues.

1.2.1.1 Présentation du modèle théorique

L'équation de Schrödinger non linéaire

Un matériau soumis à l'action d'un champ électromagnétique est le siège d'une polarisation induite qui détermine entièrement la réponse du milieu à l'excitation du rayonnement. Cette réponse

peut avoir une composante non linéaire, par exemple si la déformation du nuage électronique sous l'action du champ exciteur devient anharmonique. C'est ce qui se produit pour l'effet Kerr d'origine électronique, où le champ n'est plus négligeable devant les champs intra-atomiques. L'optique non linéaire n'est ainsi apparue que dans les années 60 avec l'invention du laser qui a permis des champs excitateurs intenses [27].

La propagation des ondes dans de tels milieux, découle de manière tout à fait classique des équations de Maxwell, avec simplement la prise en compte de la composante non linéaire de la polarisation. Dans le domaine paraxial, pour un milieu de Kerr unidimensionnel (*i.e.* l'effet non linéaire ne perturbe la propagation que dans une seule dimension), homogène, transparent, et isotrope, l'équation de propagation se réduit à la fameuse équation non linéaire de Schrödinger (NLSE) [8], écrite ici sans dimensions [28] :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} \pm N^2 |\psi|^2 \psi = 0 \quad (1.3)$$

où ψ est l'enveloppe lentement variable du champ électromagnétique d'intensité $I = |\psi|^2$, et N une constante exprimant la non-linéarité dépendant des conditions initiales. Le premier terme correspond à la propagation de l'onde. Le deuxième terme caractérisant l'étalement linéaire, se rapporte soit à la dispersion, soit à la diffraction ; car écrite sous cette forme NLSE peut s'appliquer au cas temporel ou bien au cas spatial. Enfin le troisième terme exprime l'influence de la non-linéarité. Le signe \pm signifie respectivement la possibilité d'une augmentation ou d'une diminution de l'indice de réfraction. Ce qui se traduit dans le cas spatial par un effet focalisant ou défocalisant. Le milieu pourra alors être le support de solitons brillants (faisceau focalisé) ou de solitons noirs (faisceau étendu présentant une bande ou tâche sombre en son milieu, correspondant au soliton).

Le soliton fondamental

Pour l'effet focalisant (qui nous intéresse plus particulièrement pour la suite) et pour $N = 1$, une solution analytique de NLSE est le soliton fondamental brillant, qui s'exprime sous la forme :

$$\psi(\xi, \zeta) = \text{sech}(\xi) \exp\left(i \frac{\zeta}{2}\right) \quad (1.4)$$

Le champ ne dépend ainsi que de deux paramètres. Dans le cas temporel, le paramètre ξ correspond au temps et le paramètre ζ à la propagation dans la fibre. Ce soliton correspond donc à une impulsion temporelle en forme de sécante hyperbolique qui se propage le long de la fibre de manière invariante.

Revenons à l'expression dimensionnée de NLSE, afin de discuter plus en détail le cas du soliton spatial. Les deux variables du champ correspondent alors à deux dimensions spatiales. Notons z la dimension de propagation du faisceau. L'autre dimension, notée x , est la dimension dans laquelle le faisceau diffracte en régime linéaire. On s'affranchit de la troisième dimension y en se limitant au cas où le faisceau ne peut pas diffracter dans l'autre dimension transverse. Cette configuration est notée (1+1)D. Expérimentalement il s'agira d'un faisceau confiné dans la dimension y , par une distribution d'indice non homogène⁴. En régime permanent et pour un effet non linéaire focalisant, NLSE se réécrit :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + i \frac{2\pi}{\lambda} n_2 |A|^2 A \quad (1.5)$$

où A est l'enveloppe lentement variable, k le vecteur d'onde défini par $k = \frac{2\pi}{\lambda} n \simeq \frac{2\pi}{\lambda} n_0$, avec l'hypothèse de l'indice effectif constant (*i.e.* l'automodulation de phase est négligeable devant le terme de

4. on justifiera ce choix dans le paragraphe suivant, § 1.2.1.2)

propagation linéaire). L'expression analytique (1.4) devient :

$$A(x, z) = \frac{1}{kw} \sqrt{\frac{n_0}{n_2}} \operatorname{sech}\left(\frac{x}{w}\right) \exp\left(i \frac{z}{2kw^2}\right) \quad (1.6)$$

où w correspond à la largeur du faisceau.

Une caractéristique notable du soliton est que cette largeur w est inversement proportionnelle à l'intensité soliton I_s , qui est l'intensité crête :

$$I_s = |A(0, z)|^2 = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 n_0 n_2 w^2} \quad (1.7)$$

Ainsi, plus on voudra piéger un faisceau étroit, plus la puissance nécessaire pour atteindre la propagation soliton devra être importante. Ce qui se comprend puisqu'un faisceau étroit diffracte plus fortement qu'un faisceau plus large, l'effet non linéaire (proportionnel à l'intensité) devra donc être plus important. Ce comportement est illustré par la Fig. 1.3, et peut aussi être compris en introduisant les deux longueurs de propagation caractéristiques : la longueur de diffraction L_D et la longueur non linéaire L_{NL} [8]. D'après NLSE (éq. (1.3)), la longueur de diffraction, distance à partir de laquelle la diffraction devient significative⁵, est définie par :

$$L_D = \frac{2\pi n_0 w^2}{\lambda} \quad (1.8)$$

De façon équivalente, on définit la longueur non linéaire qui caractérise l'effet Kerr :

$$L_{NL} = \frac{\lambda}{2\pi n_2 I_{max}} \quad (1.9)$$

où $I_{max} = |A_{max}|^2$ est l'intensité crête du faisceau. Ainsi, on se rend compte que plus une longueur caractéristique est faible, plus le faisceau sera rapidement affecté par cet effet, au cours de la propagation.

Le paramètre N de l'éq. (1.3) qui détermine la stabilité du soliton, correspond à :

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} \quad (1.10)$$

Dans le cas particulier où $L_D = L_{NL}$, le soliton formé est le soliton fondamental ($N = 1$) décrit par l'expression (1.6). Si L_D est légèrement inférieure (respectivement légèrement supérieure) à L_{NL} , le faisceau va d'abord commencer par diffracter (resp. focaliser), puis atteignant la puissance soliton d'un soliton plus large (resp. étroit), le faisceau n'évoluera plus. Cette propriété témoigne de la stabilité des solitons. Si $L_D \gg L_{NL}$, on augmente alors le rapport N . Lorsqu'il passe par un entier supérieur à un, cela correspond aux solitons d'ordres supérieurs. Leur différence principale avec le soliton fondamental est une périodicité du phénomène, conduisant à des alternances de focalisation et de diffraction. Le faisceau est alors capable de retrouver son profil de sécante hyperbolique, mais de manière périodique au cours de la propagation, la périodicité augmentant avec la puissance. Toutefois, en augmentant l'intensité, les phénomènes d'absorption non linéaires prennent de l'ampleur, tout comme la diffusion stimulée. Ce qui explique que les solitons d'ordres supérieurs restent peu étudiés expérimentalement [25] comme nous le verrons pour le cas de l'AlGaAs au cours du chapitre 2.

5. Dans le cas d'une sécante hyperbolique, w est la demi-largeur du faisceau mesurée à 42% de I_{max} (c.f. éq. 1.6). Dans le cas d'un faisceau gaussien, qui correspond généralement au cas expérimental, w est la demi-largeur mesurée à $1/e$ de I_{max} . Pour un faisceau gaussien, cette longueur L_D correspond alors à la distance de propagation au bout de laquelle la taille du faisceau est augmentée d'un facteur $\sqrt{2}$. Si la propagation du faisceau s'effectue sur plus de quelques L_D , la taille du faisceau en sortie, en régime linéaire, sera alors multipliée par le nombre de longueurs de diffraction parcourues.

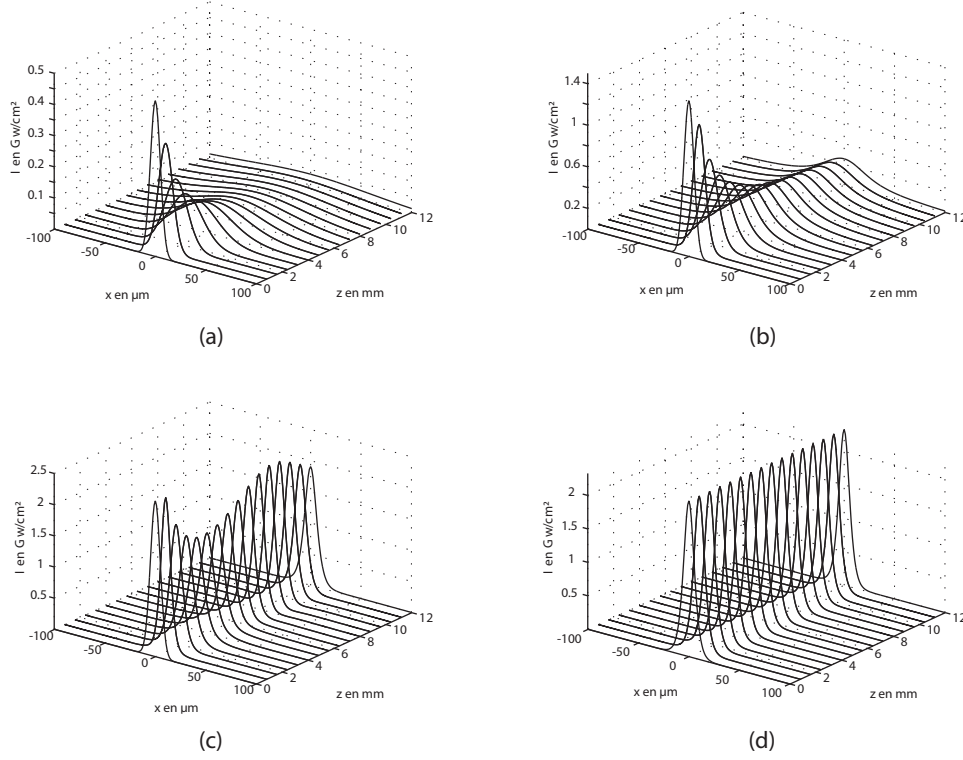


FIG. 1.3 : Simulation numérique de la propagation dans un milieu Kerr. Les profils (a), (b) et (c) correspondent à la propagation d'un faisceau initial gaussien pour différentes puissances initiales. (a) Régime linéaire pour $L_D \ll L_{NL}$. (b) Puissance intermédiaire où l'effet non linéaire commence à apparaître $L_D < L_{NL}$. (c) propagation obtenue $L_D \simeq L_{NL}$. (d) régime soliton obtenu avec un profil de sécante hyperbolique en entrée avec $L_D = L_{NL}$.

1.2.1.2 Spécificités des solitons Kerr

Les tous premiers

Les solitons Kerr ont ainsi été les premiers types de solitons optiques spatiaux étudiés. Dès 1964, Chiao, Garmire et Townes ont suggéré que l'autofocalisation pouvait permettre « l'auto-guidage » (*self-focusing*) de la lumière [23]. Cependant, une étude plus détaillée a rapidement montré que cette autofocalisation était instable en pratique et conduisait à une dislocation du faisceau [29]. De plus, à la même époque, différents auteurs [30, 31, 32], ont montré qu'un faisceau intense et étendu se propageant dans un milieu Kerr était sensible à de faibles perturbations d'amplitude et/ou de phase, et allait se disloquer conduisant à une filamentation. Il a fallu attendre le fameux article de Zakharov et Shabat [33], pour que NLSE soit enfin résolue de manière analytique, et qu'il soit montré que des solitons peuvent effectivement se propager dans des milieux non linéaires de type Kerr ; à condition cependant, que le milieu soit unidimensionnel transverse, faute de quoi la propagation est instable.

Les efforts des expérimentateurs se sont alors tournés vers la mise en évidence de cette propagation soliton dans des milieux (1+1)D, que ce soit dans le domaine temporel [10] ou dans le domaine spatial [24]. Pour les solitons temporels, il aura fallu attendre le développement de sources lasers intenses et des fibres optiques relativement transparentes. Dans le cas des solitons spatiaux, c'est l'ingéniosité de l'équipe de Limoges pour rendre le milieu unidimensionnel qui a permis de stabiliser

la propagation soliton. Leur dispositif utilisait le liquide CS_2 comme milieu non linéaire, et évitait le phénomène de filamentation grâce à un système de franges d'interférences dans une des dimensions transverses. Le milieu n'était donc pas rigoureusement $(1+1)\text{D}$. La réalisation d'un guide plan de CS_2 , leur permit de renouveler l'expérience dans un milieu cette fois-ci rigoureusement $(1+1)\text{D}$ [34]. Ensuite, en quelques années, le soliton Kerr spatial fut démontré dans des guides plan en verre [35], puis en semiconducteur AlGaAs [36] et enfin en polymère [37]. Pour nos travaux, notre choix s'est porté sur le semiconducteur AlGaAs . Nous précisons les conditions de ce choix dans le chapitre 2, traitant de notre contribution à une meilleure compréhension de l'autofocalisation dans ce milieu.

Les seuls « vrais », mais unidimensionnels

Autant la propagation d'une onde dans un milieu Kerr idéal est intrinsèquement instable en 2D, autant la propagation soliton en 1D, solution de NLSE, est robuste⁶. Cette robustesse et les formidables propriétés qui en découlent, ont motivé les efforts fournis pour observer ces solitons (temporels ou spatiaux). Une des propriétés fondamentales des solitons Kerr est leurs comportements similaires, à bien des égards, à ceux des particules matérielles [45], notamment lors de la collision de deux solitons [46]. Une collision entre deux solitons fondamentaux est élastique, ce qui signifie que les solitons retrouveront leur forme, leur énergie, et continueront de se propager après la collision. Une autre manifestation de la robustesse des solitons est qu'ils n'interagissent pas avec les ondes linéaires (c'est-à-dire dispersives ou radiatives). C'est pourquoi un profil initialement gaussien et suffisamment intense (tel que celui de la Fig. 1.3(c)) va tendre vers un profil de sécante hyperbolique et ne plus évoluer. Ou bien encore, un profil initialement bruité (ou perturbé par la suite par les inhomogénéités du milieu) va se nettoyer et évacuer ces perturbations de son enveloppe lors de la propagation. Ce sont ces deux propriétés qui font que le soliton est plus un mode propre de NLSE, qu'une simple solution parmi d'autres.

Arrivé à ce point de la discussion nous devons faire une remarque importante. Par définition, un soliton préserve énergie, quantité de mouvement, et profil, non seulement au cours de sa propagation mais encore lors d'une interaction avec un autre soliton [45], comme c'est le cas, pour les solitons Kerr [47]. Un soliton n'existe par ailleurs que pour des problèmes intégrables. Les autres types de solitons optiques, quant à eux, ne sont pas solutions de systèmes intégrables, et ne sont donc pas, au sens mathématique le plus strict, des solitons ! Ils conservent bien leur profil invariant au cours de la propagation, mais ne possédant pas les mêmes critères de stabilité (ou d'instabilité c'est selon) [48], il ne sont *que* des ondes solitaires. Les collisions pourront par exemple être inélastiques et une fusion de solitons pourra survenir. Nous continuerons cependant d'appeler ces ondes solitaires des solitons, comme c'est généralement le cas en optique, tout en gardant à l'esprit que le seul *vrai* soliton optique est le soliton Kerr...

6. La question de la stabilité des solitons [38] est un point essentiel dans l'étude des solitons. Elle traduit des phénomènes complexes et omniprésents dans les systèmes dynamiques non linéaires. Deux catégories d'instabilité peuvent être distinguées :

- les instabilités de collapsus [39] qui correspondent à l'autofocalisation catastrophique d'un faisceau cylindrique sur lui-même. La saturation ou la non-localité de la non-linéarité, l'influence de diffusions stimulées ou encore une dissipation d'énergie peuvent arrêter, ou totalement supprimer ce type d'instabilité.
 - Les instabilités transverses [40] qui affectent une onde solitaire de dimension inférieure à la dimension du milieu. Un exemple est l'instabilité *modulationnelle* : lors de la propagation d'une onde plane confinée dans une dimension transverse, l'onde plane peut devenir instable vis-à-vis de perturbations (*bruit*), et se disloquer. Certaines fréquences spatiales sont alors amplifiées exponentiellement et induisent une modulation de plus en plus forte. L'instabilité de modulation peut ainsi être mise à profil pour générer des réseaux de solitons temporels [41] ou spatiaux [42, 43, 44].
-

Au départ, la recherche sur les solitons spatiaux s'est donc focalisée (au sens propre comme au figuré), dans les milieux Kerr unidimensionnels [49]. Ils ont permis de démontrer expérimentalement, les principales propriétés des solitons (interactions entre deux solitons [46, 50], guidage d'un faisceau de faible intensité [51], adressage [52], solitons vectoriels [53, 54]) en faisant faire de grands progrès à la physique non linéaire en général. Ils restent encore aujourd'hui largement étudiés. Et même en se limitant à la configuration (1+1)D de nouvelles voies sont explorées : par exemple dans les milieux structurés pour l'étude des solitons discrets [55, 56] ou dans les amplificateurs optiques à semiconducteurs (on parle alors de *solitons dissipatifs*) [57]. L'intérêt de ces derniers est de faire baisser les puissances requises. Car pour l'instant, l'un des facteurs limitant l'utilisation des solitons Kerr pour les applications envisagées est la puissance requise, qui reste de l'ordre de quelques centaines de watts.

Milieux *Kerr-like*

Les paragraphes précédents ont présenté les milieux Kerr idéaux (*i.e.* qui vérifient l'éq. 1.1). Cependant dès 1974, c'est-à-dire avant la première démonstration expérimentale d'un soliton Kerr, Bjorkholm et Ashkin ont démontré expérimentalement la propagation d'un faisceau 2D (continu qui plus est) auto-confiné dans un milieu massif de vapeur de sodium [58]. Dans cette expérience, la saturation de la non-linéarité Kerr stabilisait la propagation en 2D. Il s'agissait donc de la première démonstration d'une onde solitaire en optique. Ce type de propagation n'avait pourtant pas suscité un grand engouement à l'époque, car elle ne correspondait pas à une solution analytique, et donc pas à proprement parlé d'un soliton. Pourtant l'effet saturant permettait une propagation bidimensionnelle autorisant ainsi un degré de confinement supplémentaire. Il existe ainsi des milieux Kerr où la dépendance de l'indice de réfraction n'est pas totalement proportionnel à l'intensité, ce qui stabilise la propagation 2D. Cela peut provenir, par exemple, de l'influence de non-linéarités d'ordres supérieurs [59]. Depuis, l'intérêt pour les faisceaux auto-piégés en configuration (2+1)D, que nous appellerons solitons, rappelons-le, s'est largement développé. Le cas des solitons photoréfractifs est un exemple particulièrement intéressant.

1.2.2 Les solitons photoréfractifs

L'effet photoréfractif, tout comme l'effet Kerr, provoque une modification de l'indice de réfraction d'un matériau induite par un éclairage. Cependant dans ce cas, ce sont les variations spatiales de l'éclairage qui induisent cette modification d'indice. Plusieurs processus se combinent pour donner l'effet photoréfractif : l'éclairage induit une photo-excitation de charges dans le matériau, et leur migration des zones éclairées vers les zones sombres engendre un champ de charge d'espace qui à son tour produit une modulation de l'indice de réfraction par effet Pockels (modification linéaire de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique local). Un cristal n'est donc photoréfractif que sous la double condition d'être photo-conducteur et de posséder un effet électro-optique. Il doit de surcroît contenir des centres photo-excitables et des centres pièges.

L'effet photoréfractif fut observé pour la première fois en 1966 par Ashkin, des laboratoires Bell lors d'une expérience sur le doublage de fréquence dans les cristaux de niobate de lithium [60]⁷.

7. Il s'agit d'Arthur Ashkin dont on vient de parler au paragraphe précédent pour l'autofocalisation d'un faisceau bidimensionnel [58], il est également le père des pinces optiques (*optical tweezers*) [61].

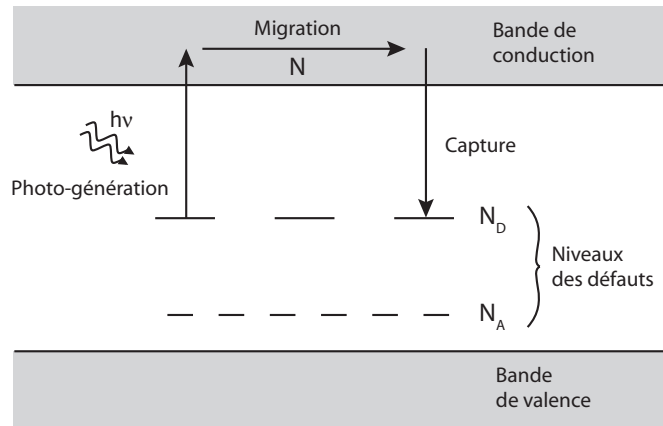


FIG. 1.4 : Diagramme de bande montrant les processus de transition et de transport des charges lors de l'effet photoréfractif. Modèle à un seul niveau de donneurs (N_D) et un seul type de porteurs (N).

Ce n'était alors qu'un effet indésirable associé aux dommages optiques induits par les lasers. Il fut compris quelques années plus tard par Chen [62, 63], qui ouvrit la voie aux enregistrements holographiques utilisant ces matériaux [64]. Les premières tentatives d'exploitation se sont orientées vers le stockage de l'information, puis son traitement en temps réel grâce à la réversibilité de cet effet. Ce ne fut qu'en 1992 que Segev démontra que cet effet pouvait aussi servir à focaliser un faisceau optique, rendant possible la génération de solitons spatiaux [65]. La démonstration expérimentale fut faite dès l'année suivante [66].

1.2.2.1 Présentation du modèle théorique

La photoconduction

Dans la première phase de l'effet photoréfractif, une onde électromagnétique, qui éclaire un cristal, excite localement des porteurs de charge. Ces porteurs peuvent être des électrons ou des trous selon les cristaux et les conditions de leur utilisation. Ils sont issus de centres donneurs ou accepteurs, dont le niveau d'énergie se situe dans la bande interdite du matériau. Les porteurs excités passent donc dans la bande de conduction du matériau (ou dans la bande de valence s'il s'agit de trous). Ils migrent ensuite, sous les effets combinés de la diffusion, de leur entraînement par le champ électrique local ou par l'effet photovoltaïque, ce dernier privilégie certaines directions de migration même en l'absence de champ électrique. A la suite de leur migration, les porteurs de charge arrivent dans les zones moins éclairées du matériau où ils sont piégés. La distribution non uniforme de charge qui résulte de la migration des porteurs crée un champ électrique, appelé le champ de charge d'espace.

Le modèle de base qui décrit la séparation des charges dans un matériau photoréfractif a été formulé à la fin des années 70 [67]. Malgré nombre d'approximations, il contient les éléments élémentaires nécessaires à la prédiction et la description de l'autofocalisation dans les milieux photoréfractifs. Les interactions lumière/matière reflètent une structure de bande typique d'un diélectrique légèrement dopé. En particulier, la structure peut normalement être approximée en considérant un modèle à simple bande : un seul niveau de donneurs et un seul type de porteurs (Fig.1.4). Pour un matériau photoréfractif, les centres profonds peuvent être ionisés par une lumière de longueur d'onde appropriée (généralement dans le visible), dépendant de l'impureté. Des électrons sont ainsi générés

dans la bande de conduction, laissant des états vides derrière eux. Les impuretés ionisées peuvent alors capter un électron [64].

Soit N_D la concentration d'impuretés dont N_D^+ sont ionisées. Le taux de génération d'électrons est $(\beta - sI)(N_D - N_D^+)$, alors que le taux de capture est $\gamma N N_D^+$, où N est la densité d'électrons libres, s est la section efficace de photo-excitation, I est l'intensité lumineuse, β est le taux d'excitation thermique et γ est le coefficient de recombinaison des électrons. L'équation décrivant l'évolution temporelle de la concentration N_D s'écrit donc :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta - sI)(N_D - N_D^+) - \gamma N N_D^+ \quad (1.11)$$

Les électrons se déplacent dans le cristal sous l'effet de l'entraînement par le champ électrique local E , de la diffusion et, pour certains matériaux non centrosymétriques, de l'effet photovoltaïque, donnant naissance à une densité de courant \mathbf{J} décrite par :

$$\mathbf{J} = e\mu N \mathbf{E} + k_B T \mu \nabla N + \beta_{pv}(N_D - N_D^+) I \mathbf{c} \quad (1.12)$$

où $-e$ est la charge de l'électron, μ sa mobilité, k_B la constante de Boltzman, T la température du cristal, et β_{pv} la composante du tenseur photovoltaïque dans la direction de l'axe \mathbf{c} ⁸. Le modèle est complété par les équations de conservation des charges et de Poisson :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.14)$$

où ϵ est la constante diélectrique du cristal et la charge ρ est donné par :

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - N) \quad (1.15)$$

avec N_A la densité d'accepteurs, nécessaire pour avoir une partie des donneurs ionisés en l'absence d'éclairement (où $N_D^+ = N_A$), et participant à la neutralité du matériau. La présence de ces accepteurs est donc indispensable à l'effet photoréfractif, bien qu'ils ne participent pas directement.

Le modèle de Kukhtarev (éq. (1.11) à (1.14)) lie le champ électrique local \mathbf{E} , appelé champ de charge d'espace, à l'intensité lumineuse I . En règle générale, ce système ne peut être résolu que numériquement, et cela reste compliqué en 2D. Dans quelques cas particuliers et sous certaines approximations, notamment le cas (1+1)D en régime établi (*i.e.* solitons écrans (1+1)D), ce système peut se résumer à une équation différentielle intégrable, qui permet de calculer $\mathbf{E} = \mathbf{E}(I)$ de manière analytique [68].

Équation de propagation

Le champ de charge d'espace \mathbf{E} influence la propagation de la lumière par une modification de l'indice de réfraction induite par l'effet électro-optique. Elle est décrite par la relation phénoménologique :

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_{ij}^3 \sum_k r_{ijk} E_k - \frac{1}{2} n_{ij}^3 \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 \sum_{kl} g_{ijkl} E_k E_l \quad (1.16)$$

8. En toute rigueur β_{pv} dépend de la polarisation et le courant induit par effet photovoltaïque n'a pas qu'une seule composante dans la direction de l'axe \mathbf{c} , cependant cette composante est largement prédominante. Nous précisons la relation complète au chapitre 3, § 3.1.1.6

où n_{ij} est l'indice de réfraction du cristal non perturbé, r_{ijk} et g_{ijkl} sont respectivement, les tenseurs électro-optique linéaire et quadratique, et $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$. Pour un cristal non centrosymétrique, le terme quadratique (effet Kerr) est généralement négligeable alors que pour les cristaux centrosymétriques c'est la réponse linéaire (effet Pockels) qui est absente. Dans les matériaux photoréfractifs, tels que le LiNbO_3 , l'effet Pockels est largement dominant, et l'éq. (1.16) devient :

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_0^3 \sum_k r_{ijk} E_k \quad (1.17)$$

Pour un faisceau monochromatique, dans l'approximation paraxiale, la propagation est décrite par une équation de forme comparable à NLSE (eq. 1.5), dans un cas général (2+1)D :

$$\frac{\partial}{\partial z} A_i(x, y, z) = i \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 A_i(x, y, z) + i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{ij} A_j(x, y, z) \quad (1.18)$$

où $\nabla_{\perp}^2 = (\partial^2/\partial x^2, \partial^2/\partial y^2)$, A_x et A_y sont les composantes transverses du champ optique lentement variable tel que $I = |\mathbf{A}|^2$, avec $\mathbf{A} = (A_x, A_y, A_z)$,

La recherche de solutions solitons dans les milieux photoréfractifs passe ainsi par la résolution de l'équation (1.18) où la modification d'indice a été calculée à partir du modèle de Kukhtarev. Si l'expression de \mathbf{E} peut dans certains cas être approximée analytiquement (par exemple dans un milieu (1+1)D où le champ appliqué domine la dynamique de déplacement des charges), l'équation de propagation est quand à elle plus difficilement intégrable. L'étude numérique est plus aisée, tout du moins en régime (1+1)D. Par contre, modéliser la propagation d'un faisceau bidimensionnel transverse est encore difficilement accessible (principalement à cause de l'absence d'une solution aisée de \mathbf{E}), bien que ce soit sans doute la configuration expérimentale la plus intéressante. Nous détaillons un exemple de résolution (1+1)D semi-analytique puis numérique au chapitre 2.

1.2.2.2 Spécificités des solitons photoréfractifs

Nous avons vu que l'étude théorique des solitons photoréfractifs est nettement plus complexe que celle des solitons Kerr. Cela provient de la complexité des équations et de la richesse des phénomènes devant être pris en compte dans l'effet photoréfractif, conduisant à divers mécanismes d'autofocalisation.

Différents régimes d'autofocalisation

Solitons quasi-établis Les premiers travaux suggérant l'idée de solitons photoréfractifs [65, 69, 66], correspondent à la propagation d'un faisceau lumineux dans un matériau photoréfractif avec application d'une tension continue. Ce type de solitons a la particularité de n'exister que dans une fenêtre temporelle finie. Au delà de cette fenêtre, l'équilibre du piégeage disparaît. En effet, à l'application du champ électrique, le champ de charge d'espace \mathbf{E} se met progressivement en place, ce qui se traduit par une augmentation locale de l'indice de réfraction là où le faisceau est le plus intense et commence à focaliser. A un instant particulier du processus, il est possible d'obtenir un soliton spatial. Cependant, si le profil du champ \mathbf{E} n'est pas stabilisé à ce moment, il continue à évoluer. Le soliton quasi-établi est caractérisé par la fenêtre temporelle pour laquelle la focalisation maximale est atteinte. Si le processus se poursuit, cela conduit à un élargissement du faisceau [70]. Ces propos seront illustrés, dans le chapitre 3 (§ 3.2), par l'étude de tels solitons dans le LiNbO_3 .

Solitons établis Il est possible de stabiliser l'autofocalisation en ajustant les paramètres expérimentaux, afin que le champ établi E compense exactement la diffraction. La situation finale atteinte dépend du rapport entre l'intensité du faisceau I et l'intensité d'obscurité I_d (valeur intrinsèque du matériau correspondant à la génération des charges par effet thermique, $I_d = \beta/s$). En pratique, on peut ajouter un fond lumineux sur l'ensemble du cristal afin d'augmenter artificiellement I_d . Ce type de soliton est appelé soliton écran [71, 72, 73], puisqu'une fois l'équilibre atteint, le champ électrique E est proche de zéro là où l'intensité optique est maximale. La lumière apparaît alors comme un obstacle à une distribution homogène des charges. Ces solitons ont été observés dans de nombreuses configurations différentes : (1+1)D ou (2+1)D, brillants ou sombres et dans différents matériaux [68], faisant des solitons établis les plus étudiés des solitons photoréfractifs. Dans leur version (1+1)D, la description de ces solitons se rapproche de la propagation dans un milieu Kerr saturant du type de celle présentée au paragraphe 1.2.1.2.

Solitons photovoltaïques Certains matériaux non-centrosymétriques, tel que le LiNbO_3 exhibent un effet photovoltaïque, qui correspond à un courant photoinduit décrit par le dernier terme de l'éq. (1.12) du modèle de Kukhtarev. Ce type de solitons photoréfractifs [74, 75, 76, 77] ne nécessite donc pas l'application d'un champ électrique externe, puisque le déplacement des porteurs libres est simplement induit optiquement suivant une direction privilégiée.

A basse puissance, mais lent

La caractéristique principale des solitons photoréfractifs, est la faible puissance nécessaire pour les générer (de l'ordre du μW). Cette caractéristique les différencie radicalement des solitons Kerr ou quadratiques (voir § 1.2.3.1), qui nécessitent des puissances crêtes de l'ordre du kW. En contrepartie, les temps de formation, liés à l'accumulation progressive des charges, sont nettement allongés. Le temps de formation est habituellement limité par le taux de génération des électrons. D'après l'équation (1.11), ce taux est proportionnel à l'intensité lumineuse I ; le processus peut donc être accéléré en augmentant I [78], mais en aucun cas le temps de formation n'atteint celui des solitons Kerr.

Les temps de réponse relativement longs permettent une analyse aisée de la dynamique de formation des solitons. Dans le cas des solitons quasi-établis, on peut notamment stopper le processus dès la focalisation maximale atteinte [70]. Par ailleurs théorie et expériences montrent que le soliton quasi-établi existe quelque soit I et que la largeur atteinte est indépendante de I et minimale si $I \gg I_d$ pour un champ appliqué E_0 fixe. Les solitons écrans (*i. e.* en régime stationnaire), ont des propriétés différentes. En effet, pour atteindre une taille soliton donnée avec E_0 fixé, seul le rapport $r = I/I_d$ peut être choisi. En pratique, le temps de formation limite l'utilisation de la valeur de r à $r > 1$.

Guides d'ondes (2+1)D

Une autre caractéristique remarquable des solitons photoréfractifs, les différenciant des solitons Kerr, est la saturation de la variation non linéaire d'indice, intrinsèque à l'effet photoréfractif, permettant de stabiliser une propagation en 2D. Il peut s'agir de la propagation d'un faisceau cylindrique issu du mode fondamental TEM_{00} d'un laser, ou bien d'une structure plus complexe de type vortex. Ces démonstrations expérimentales ont été réalisées avec des solitons brillants [79] ou même des solitons noirs [80]. La résolution théorique du cas 2D reste cependant difficile à cause de l'anisotropie de l'effet photoréfractif. D'un point de vue intuitif, il n'est pas non plus évident de comprendre comment le piégeage du faisceau peut survenir dans les deux dimensions transverses de manière symétrique, alors que le système est fortement anisotrope [81, 82], mais l'expérience montre que des solitons cir-

culaires peuvent être formés.

Comme les solitons Kerr, les solitons photoréfractifs créent un guide auto-induit permettant le guidage d'un faisceau de longueur d'onde différente [83]. En ne se limitant plus à une seule dimension, les solitons bidimensionnels rendent possible un adressage dans tout le cristal⁹. De plus la répartition des charges induites lors de la création du soliton dans le matériau reste en place après la coupure du champ électrique et/ou de la propagation du soliton, le guide inscrit restant quand à lui utilisable. Enfin, il est possible d'inscrire de manière permanente le guide photo-inscrit [84].

Solitons incohérents

L'étude de solitons photoréfractifs permet l'emploi non seulement de sources laser continues et compactes, mais peut aussi s'effectuer avec une simple lampe à incandescence. Des expériences ont été réalisées, d'abord à l'aide d'une lumière issue d'un laser, rendue spatialement incohérente grâce à un disque dépoli en rotation [85] ; puis l'autofocalisation a été réalisée à l'aide d'une lumière issue d'une lampe à incandescence [86], donc incohérente à la fois spatialement et temporellement. Ces expériences spectaculaires ont initié la théorie des solitons incohérents [87, 88]. Elle repose sur le fait qu'il est possible d'autofocaliser un faisceau incohérent si le temps de réponse de la non-linéarité est lent comparé au temps caractéristique des fluctuations de phase du faisceau. Notons cependant qu'il a été récemment démontré qu'un soliton temporel incohérent pouvait être généré dans un milieu Kerr instantané [89].

1.2.3 Et les autres...

Les deux premiers types de solitons présentés sont ceux qui ont fait l'étude de travaux approfondis au cours de cette thèse, et ce sont également les deux premiers démontrés expérimentalement. Ils ne constituent par pour autant les seuls représentants des solitons spatiaux optiques. Nous présentons rapidement, dans la dernière partie de ce chapitre, d'autres catégories de solitons spatiaux optiques existants.

1.2.3.1 Les solitons quadratiques

Les solitons quadratiques (ou paramétriques) ont été démontrés expérimentalement récemment [90], bien que leur existence théorique ait été établie en 1976 [91]. La physique des solitons quadratiques repose sur une non-linéarité d'ordre deux : elle est généralement basée sur la génération de second harmonique. L'auto-piégeage donnant lieu au soliton est dû à un déphasage non linéaire induit par un échange mutuel d'énergie entre les champs fondamental et harmonique [92]. Les solitons quadratiques sont ainsi radicalement différents des deux autres puisque l'autofocalisation ne repose plus sur une modification de l'indice de réfraction (toutefois, la possibilité de guider un faible faisceau signal a été montré récemment [93]). Ils sont notamment étudiés pour des opérations d'adressage tout optiques, de par leurs propriétés de stabilité 2D rendant possible des interactions en milieu massif [94]. Leur principal inconvénient réside dans la nécessité d'utiliser de fortes intensités

9. Un exemple de ce type de réalisation particulièrement intéressante pour les applications sera traité au chapitre 4, le guidage d'un faisceau de longueur d'onde différente sera démontré lors du chapitre 3 au paragraphe 4.3.

optiques (supérieures au GW/cm^2) et de nécessiter l'accord ou le quasi-accord de phase associé à un doublage de fréquence très efficace.

1.2.3.2 Les solitons dans les cristaux liquides

Les cristaux liquides, largement employés dans notre vie quotidienne, possèdent de fortes propriétés non linéaires et peuvent aussi permettre la propagation de solitons spatiaux [95, 96]. Les effets non linéaires dans les cristaux liquides sont principalement des effets thermiques ou une réorientation moléculaire. La non-linéarité cubique, de type *Kerr-like*, entraînant la réorientation angulaire des molécules, est responsable de nombreux attraites propres aux cristaux liquides. D'une part, la modification d'indice induite peut atteindre de larges valeurs ($\Delta n \sim 0,1$) et ce à de faibles puissances (quelques mW), mais elle peut, d'autre part, être modifiée par l'application d'un champ externe électrique ou optique. L'effet non linéaire dépend de la polarisation (les matériaux étant fortement anisotropiques du fait de la forme allongée des molécules), mais relativement peu de la longueur d'onde employée. La propagation de solitons spatiaux dans les cristaux liquides s'effectue généralement en configuration planaire, car il est difficile de réorienter les molécules sur de grandes distances transverses. Cependant la non-linéarité étant non locale et saturante, il est toutefois possible de propager des solitons 2D. Plusieurs expériences explorent les possibilités d'utiliser ces solitons pour des applications de traitement de l'information, par exemple pour l'adressage [97] ou la réalisation de portes logiques [98].

1.2.3.3 Les billes de lumière

Il aurait été difficile de terminer ce chapitre sans parler des billes de lumières (*light bullets*), qui constituent le but ultime de la recherche sur les solitons optiques [99]. Il s'agit de piéger le faisceau à la fois spatialement (dans les deux dimensions transverses) et temporellement (configuration (3+1)D) pour empêcher simultanément la diffraction *et* la dispersion de survenir. En 1990, Silberberg a suggéré qu'une compression spatiotemporelle dans un milieu Kerr serait instable, puisque la propagation serait (2+1)D [100]. Toutefois en incluant des termes comme l'absorption multiphotonique ou la diffusion Raman stimulée, la propagation peut être stabilisée. Une auto-focalisation spatiotemporelle a pu être démontrée dans un milieu Kerr en configuration planaire [101], cependant, stabiliser la propagation (3+1)D dans un milieu Kerr, reste peu envisageable. D'autres milieux sont envisagés, notamment les milieux quadratiques qui peuvent eux aussi propager des solitons temporels [102]. La première mise en évidence d'un soliton spatiotemporel dans un milieu quadratique fut faite par Liu *et al*, là encore en configuration planaire [103, 104]. Dans ces expériences, la nécessité d'avoir des fronts d'onde inclinés en entrée de cristal pour l'accord de phase rend la propagation moins stable et empêche toute propagation (3+1)D. De nouvelles investigations théoriques sont effectuées et les billes de lumière n'ont pas encore été obtenues à ce jour [105, 106, 107].

1.3 Bilan

Les solitons, ces ondes solitaires à la stabilité exceptionnelle, fascinent les scientifiques depuis 1834. D'abord en raison de leurs propriétés expérimentales très spectaculaires, de leur indéniable

élégance, mais également à cause des propriétés mathématiques remarquables des systèmes intégrables ayant des solutions de type soliton. L'aspect mathématique a été privilégié dans un premier temps, car il conduit à de très beaux développements théoriques comme par exemple la méthode d'inversion des données de diffusion, qui permet de résoudre une équation *non linéaire* complexe par des méthodes toutes *linéaires* [6]. C'est dans ce contexte que s'est initiée la recherche sur les solitons optiques en milieu Kerr.

Pourtant au delà des aspects mathématiques, la physique des solitons est toute aussi intéressante et pertinente pour la recherche moderne. Ainsi, de nombreuses expériences sur la condensation de Bose-Einstein (objet du prix Nobel de Physique 2001 attribué à Cornell, Ketterle et Wieman) s'analysent à partir de l'équation de Schrödinger non linéaire, qui est l'une des grandes équations de la théorie des solitons. Le prix Nobel de Chimie, attribué en 2000 à Heeger, Mac-Diarmid et Shirakawa doit encore plus à la théorie des solitons car les porteurs de charge dans les polymères conducteurs sont des solitons.

Ainsi, la physique des solitons est un domaine actif de la recherche, notamment en optique, tant d'un point de vue fondamental que d'un point de vue applicatif. Dans ce chapitre, les exemples des solitons spatiaux ont été détaillés, en particulier les solitons Kerr et les solitons photoréfractifs. Leurs propriétés complémentaires permettent d'envisager une large gamme d'applications : par exemple une commutation ultra-rapide pour les solitons Kerr, et des guides reconfigurables basses puissances pour l'effet photoréfractif. Nous avons essayé de convaincre le lecteur de la réalité des solitons et de l'enjeu que représentent les solitons optiques pour les télécommunications. Le but de ce chapitre aura été atteint s'il lui aura donné envie de lire la suite de ce manuscrit.

Chapitre 2

Limites de propagation des solitons spatiaux Kerr dans l'AlGaAs

Ce chapitre débute par la présentation des principales propriétés optiques non linéaires du semiconducteur AlGaAs utilisé dans notre étude traitant des solitons spatiaux Kerr. Ce chapitre résume ensuite les différentes expériences, complétées de simulations, que nous avons réalisées afin de définir les limites de propagation des solitons spatiaux Kerr (1+1)D dans le semiconducteur AlGaAs. Par limites, nous entendons : dans quelle gamme de puissance, de longueur d'onde, de durée d'impulsions peut-on propager de tels solitons ? Nous verrons que les absorptions multiphotoniques (absorptions à 2 et 3 photons pour ce matériau) sont prédominantes pour la compréhension des phénomènes impliqués, et que ce chapitre aurait pratiquement pu s'intituler : influence de l'absorption multiphotonique sur l'autofocalisation dans les guides plans AlGaAs.

Ces études ont été menées dans le cadre d'un programme de coopération international CNRS/DRI-NSF, avec l'équipe du Professeur Gregory Salamo du département de Physique, de l'université d'Arkansas (États-Unis). Plus particulièrement, ils nous ont fourni les échantillons AlGaAs utilisés au cours de nos travaux. Et un séjour à l'université d'Arkansas m'a permis de réaliser des expériences utilisant un laser femtoseconde, en étroite collaboration avec Ryan D. Swain.

2.1 Caractéristiques du semiconducteur AlGaAs

2.1.1 Le choix de ce matériau

Relativement peu de matériaux sont couramment utilisés comme support de propagation de solitons spatiaux en milieu Kerr. La recherche sur les solitons spatiaux a été initiée avec le CS₂ [24], dont les propriétés non linéaires sont bien connues : un coefficient non linéaire $n_2 \simeq 4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ (soit 100 fois plus élevé que celui de la silice des fibres optiques, mais imposant des puissances solitons tout de même de l'ordre du kW), associé à un temps de réponse de l'ordre de la picoseconde (dû à la réorientation des molécules). Son état liquide permet la réalisation de guides plans peu absorbants, sans recourir à de fastidieuses étapes technologiques de fabrication. Par contre, il est difficilement envisageable d'inclure des composants à base de CS₂ dans les systèmes de l'optique intégrée (d'autant

plus que ce matériau est fortement toxique). Son emploi reste donc confiné aux travaux de laboratoires, notamment à Besançon [42, 40, 108, 54].

Des solitons spatiaux Kerr ont aussi été réalisés dans des guides plans en verre [35, 109]. Dans ce matériau, l'effet non linéaire reste cependant relativement faible ($n_2 \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$), et les intensités solitons requises nécessitent alors l'emploi de sources femtosecondes pour éviter des dommages matériels. En outre, les limites techniques à la réalisation des guides d'ondes entraînent des pertes par diffusion qui deviennent vite très gênantes. Ces limitations rendent les verres inutilisables en vue d'applications dans des systèmes intégrés.

Le troisième type de matériaux populaire pour l'étude des solitons Kerr est l'arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs) [49]¹, appartenant à la classe des semiconducteurs III-V, largement employés en optoélectronique. L'AlGaAs est notamment utilisé dans la fabrication de diodes électroluminescentes ou de diodes lasers émettant dans le rouge ou dans l'infrarouge. Les matériaux semiconducteurs en général, et l'AlGaAs en particulier, font partie des matériaux préférentiellement choisis lors d'études prospectives sur les systèmes optiques non linéaires intégrés [126, 127, 128]. L'AlGaAs est une alternative préférable aux verres en silice, puisque l'effet non linéaire, $n_2 \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}$, y est de trois ordres de grandeur supérieur à celui de la silice. De plus le temps de réponse est inférieure à 100 femtosecondes et peut être considéré comme virtuellement instantané [26]. Enfin, les échantillons peuvent être fabriqués relativement aisément et de manière contrôlée grâce aux technologies d'épitaxie. Dans notre cas la technique de croissance par jets moléculaires (MBE pour *molecular beam epitaxy*) a été utilisée. Cette technologie mature permet de réaliser des guides d'ondes de haute qualité et faiblement absorbants [129]. Les échantillons d'AlGaAs peuvent ensuite être intégrés avec des composants utilisant les semiconducteurs (*i.e.* diodes lasers, circuits électroniques, etc...). Cette intégration monolithique, qui permet de combiner sur un même substrat de base des sources et des détecteurs, pourrait déboucher sur la réalisation de composants optoélectroniques basés sur l'usage judicieux de structures de guides d'onde (réalisés par exemple grâce aux solitons). Pour finir, l'AlGaAs est un matériau bien connu, dont les propriétés ont été largement étudiées [130]. La combinaison de toutes ces qualités font de l'AlGaAs un matériau pratiquement idéal [131] pour la conduite d'expériences sur les solitons Kerr.

Cependant, l'utilisation de ce semiconducteur nécessite des puissances encore importantes pour obtenir les effets non linéaires requis, ce qui nécessite l'utilisation de lasers impulsionsnels. L'obstacle majeur au développement des composants non linéaires pour les systèmes de télécommunications est ainsi lié à des limites matérielles. Si une solution pouvait être trouvée pour obtenir une non-linéarité Kerr à faible puissance, cela pourrait initier le développement d'une nouvelle génération de composants d'interconnexion optiques utiles en télécoms. Dans l'AlGaAs une possibilité envisagée est l'inclusion de boîtes quantiques au sein de la structure guidante afin d'exalter la non-linéarité [132]. D'autres matériaux Kerr sont également étudiés, comme par exemple les verres

1. Réalisations expérimentales de solitons spatiaux Kerr (1+1)D dans l'AlGaAs :

- 1^{ère} démonstration : [36]
- Absorbant saturable à base de soliton spatial : [110]
- Adressage du soliton : [111, 112, 113, 114, 115]
- Piégeage d'une onde polarisée orthogonalement au soliton : [51, 52]
- Effets de la polarisation : [53, 116, 117]
- Instabilité de modulation : [118]
- *Review papers* : [119, 120, 49]
- Et le notre: [121].

Cette bibliographie ne contient pas les études en milieux discrets, qui sont actuellement les plus étudiés (quelques exemples : [122, 123, 124, 125]).

chalcogénures [133, 134, 135, 136].

2.1.2 Figures de mérite

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est un alliage dont la concentration relative en aluminium peut varier entre $x = 0$ (GaAs) et $x = 1$ (AlAs), les atomes d'aluminium et de gallium occupant des sites équivalents dans la maille de cet alliage cristallin. Bien que le paramètre de maille de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ varie linéairement avec x , le désaccord de maille existant entre GaAs et AlAs n'excède pas 0,15%, ce qui est exceptionnel et permet une croissance épitaxiale aisée de couches de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (avec x quelconque), de très bonne qualité cristalline, quasi-accordée en maille sur un substrat de GaAs. Cette propriété d'accord de maille est l'une des raisons du succès et de la popularité du système AlGaAs/GaAs dans les applications optoélectroniques. De plus, par la variation de la fraction molaire d'aluminium, il est possible de tirer partie des variations concomitantes des propriétés électriques et optiques de ces matériaux [130, 137]. En particulier, la largeur de la bande interdite varie de 1,46 eV pour GaAs à 2,16 eV pour AlAs, ce qui a une incidence directe sur l'absorption de l'alliage réalisé : dans un semiconducteur, les photons d'énergie supérieure (*i.e.* de longueur d'onde inférieure) au gap peuvent être absorbés en cédant leur énergie à un électron de la bande de valence, qui peut ainsi passer dans la bande de conduction. Autre exemple, l'indice de réfraction décroît linéairement tandis que x augmente. Cette dernière propriété permet la réalisation de guides d'onde plans par croissance de couches successives de compositions différentes.

Un matériau Kerr idéal correspond à une modification d'indice, proportionnelle à l'intensité ($\Delta n = n_2 I$), associée à une réponse locale et instantanée, le tout dans un milieu sans pertes. En général, la réponse Kerr idéale peut être approchée quand l'énergie des photons utilisés pour l'expérience est loin de toute résonance due à une transition atomique (ou moléculaire, selon le milieu) correspondant à l'absorption d'un photon (*i.e.* $h\nu \ll E_g$). Malheureusement, dans de telles conditions, les non-linéarités d'ordre trois sont généralement faibles, rendant les réalisations expérimentales difficiles. La situation se complique d'autant plus que les résonances multiphotoniques apparaissent dans le domaine spectral où l'absorption linéaire est négligeable (Fig. 2.1) [139, 140]. Dans ce cas, l'absorption augmente avec l'intensité comme :

$$\Delta\alpha = \alpha_p I^{p-1} \quad (2.1)$$

où $p = 2$ identifie l'absorption à deux photons (A2P), $p = 3$ l'absorption à trois photons (A3P)...

Les phénomènes d'absorptions sont préjudiciables à la formation des solitons spatiaux et augmentent avec l'intensité tout comme la modification d'indice nécessaire à la formation d'un soliton. Il y a donc inévitablement un compromis à trouver pour que la propagation Kerr puisse être satisfaite [141]. D'une manière générale, il faut pouvoir propager le soliton sur au moins quelques longueurs de diffraction (éq. 1.8) sans que les pertes α , soient trop importantes, *i.e.* $\alpha^{-1} \gg L_D, L_{NL}$. Avec α incluant les pertes par diffusion ou par absorption, quelles soient à un photon ou multiphotonique :

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 I + \alpha_3 I^2 \quad (2.2)$$

où α_1 englobe toutes les pertes linéaires. Une règle acceptable expérimentalement peut être [19] :

$$\alpha L_D \leq 0,3 \quad (2.3)$$

Cette figure de mérite est représentée pour deux intensités I_0 sur la Fig. 2.2: $I_0 = I_s = \lambda^2 / 4\pi^2 n_0 n_2 w^2$ (*i.e.* $L_D = L_{NL}$) (éq. 1.7), et $I_0 = 3I_s$ (*i.e.* $L_D = 3L_{NL}$) pour 3 tailles w différentes².

2. Rappelons que nous avons défini, au paragraphe 1.2.1.1, w comme la demi-largeur du faisceau à $1/e$, en intensité.

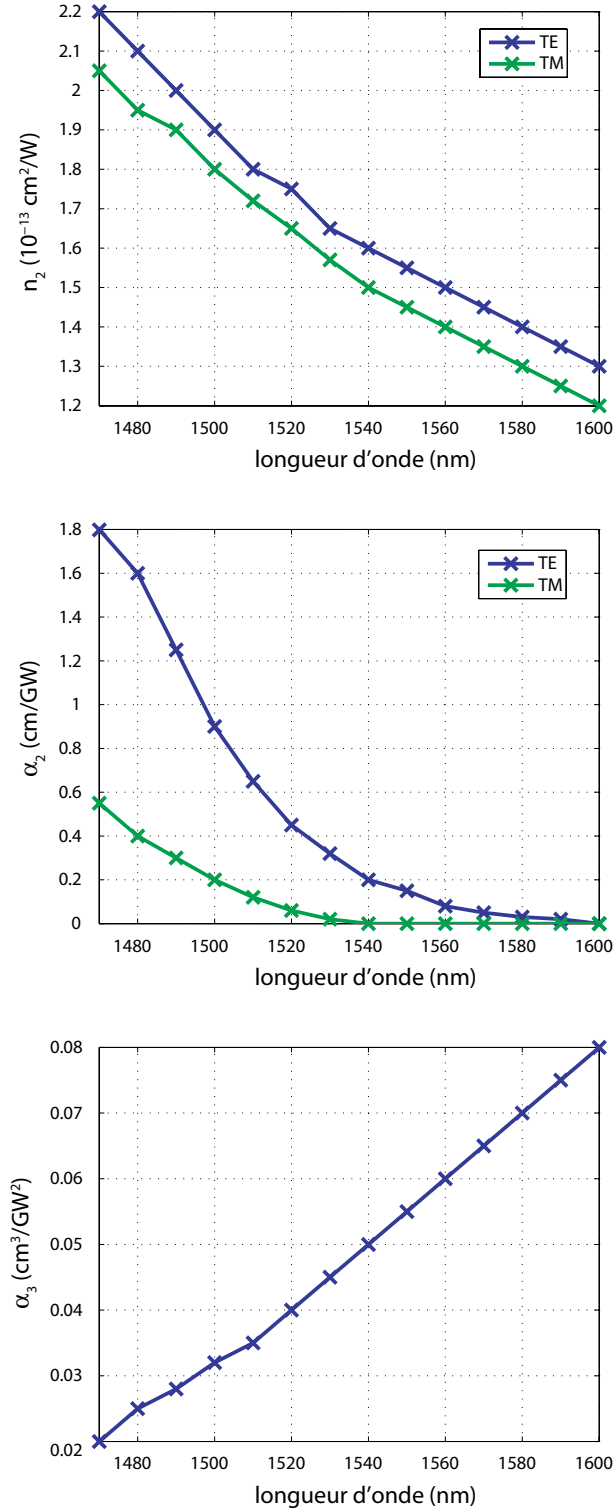


FIG. 2.1 : Propriétés non linéaires dans un guide plan d' $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$: dispersion du coefficient non linéaire de Kerr (n_2), de l'absorption à 2 photons (α_2) et de l'absorption à 3 photons (α_3) d'après les mesures expérimentales de la ref. [138]. Le domaine spectral est proche de la moitié de l'énergie de la bande interdite ($E_g = 1,648 \text{ eV}$ soit $\lambda_g/2 \approx 1500 \text{ nm}$).

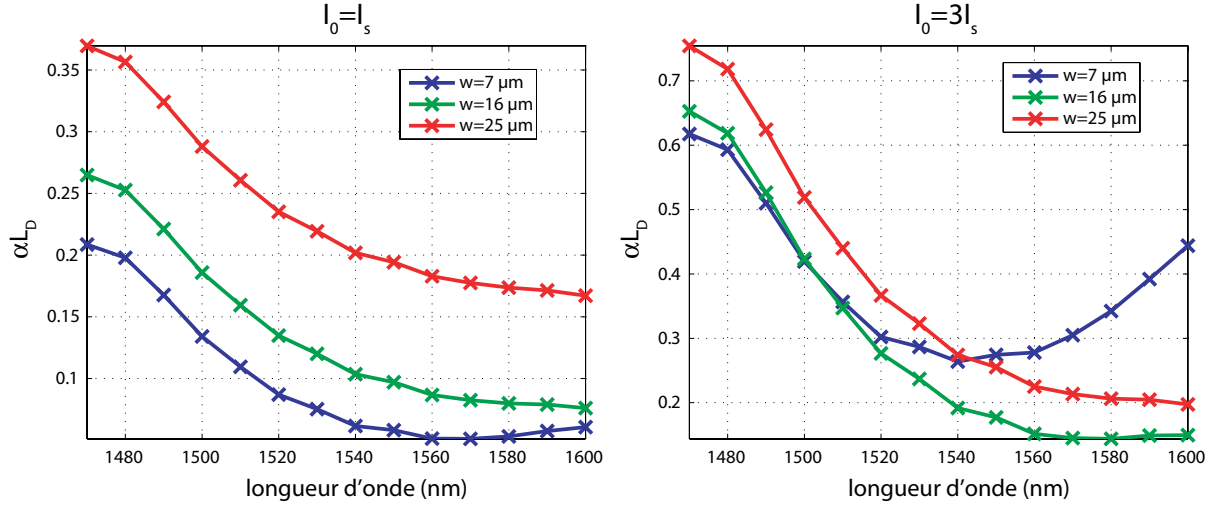


FIG. 2.2 : Figures de mérite αL_D de $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$, calculées avec $\alpha_1 = 0,2\text{cm}^{-1}$ et les paramètres non linéaires de la Fig. 2.1, pour 3 faisceaux de tailles différentes w : $7\text{ }\mu\text{m}$, $16\text{ }\mu\text{m}$ et $25\text{ }\mu\text{m}$ et pour 2 intensités initiales différentes ($I_0 = I_s$ et $I_0 = 3I_s$).

Ainsi l'AlGaAs est utilisé avec des photons dont l'énergie est juste inférieure à la moitié de celle de la bande interdite ($h\nu < E_g/2$ ou $\lambda > \lambda_g/2$) [119, 138], puisque dans ce cas les transitions à 2 photons sont théoriquement interdites³. L'absorption à 3 photons est permise mais le coefficient α_3 reste relativement faible [142]. En jouant sur la composition en aluminium de l'alliage on obtient une valeur de $E_g = 1,648\text{ eV}$ soit $\lambda_g/2 \simeq 1500\text{ nm}$ pour 18% d'aluminium⁴. La longueur d'onde optimale pour la propagation des solitons correspond alors à celle utilisée dans les télécommunications. Cette dernière propriété de l'AlGaAs est un argument de plus en faveur de notre choix pour ce matériau, toujours en vue d'applications.

2.1.3 Prise en compte de l'absorption dans le modèle théorique

2.1.3.1 Modification de l'équation de Schrödinger non linéaire

Les figures de mérite (Fig. 2.2) montrent l'influence des absorptions multiphotoniques (AMP) dans l'AlGaAs si l'on s'éloigne de la longueur d'onde optimale ou si la puissance augmente. Elles indiquent les paramètres expérimentaux qu'il faut choisir pour optimiser la formation des solitons Kerr. Cependant, les figures de mérite ne permettent pas de comprendre de quelle façon l'autofocalisation est perturbée par ces absorptions. Pour une meilleure compréhension, il apparaît nécessaire d'adapter le modèle théorique présenté dans le premier chapitre (§ 1.2.1.1) en incluant l'absorption dans NLSE (éq. 1.5) qui devient :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \boxed{\frac{\alpha}{2} A} + i \frac{2\pi}{\lambda} n_2 |A|^2 A \quad (2.4)$$

3. Bien que présentes sur les mesures expérimentales reportées sur la Fig. 2.1 en polarisation TE.

4. Pour $x < 0,45$ l'énergie de la bande interdite E_g est [130, 143] : $E_g = 1,424 + 1,247x$.

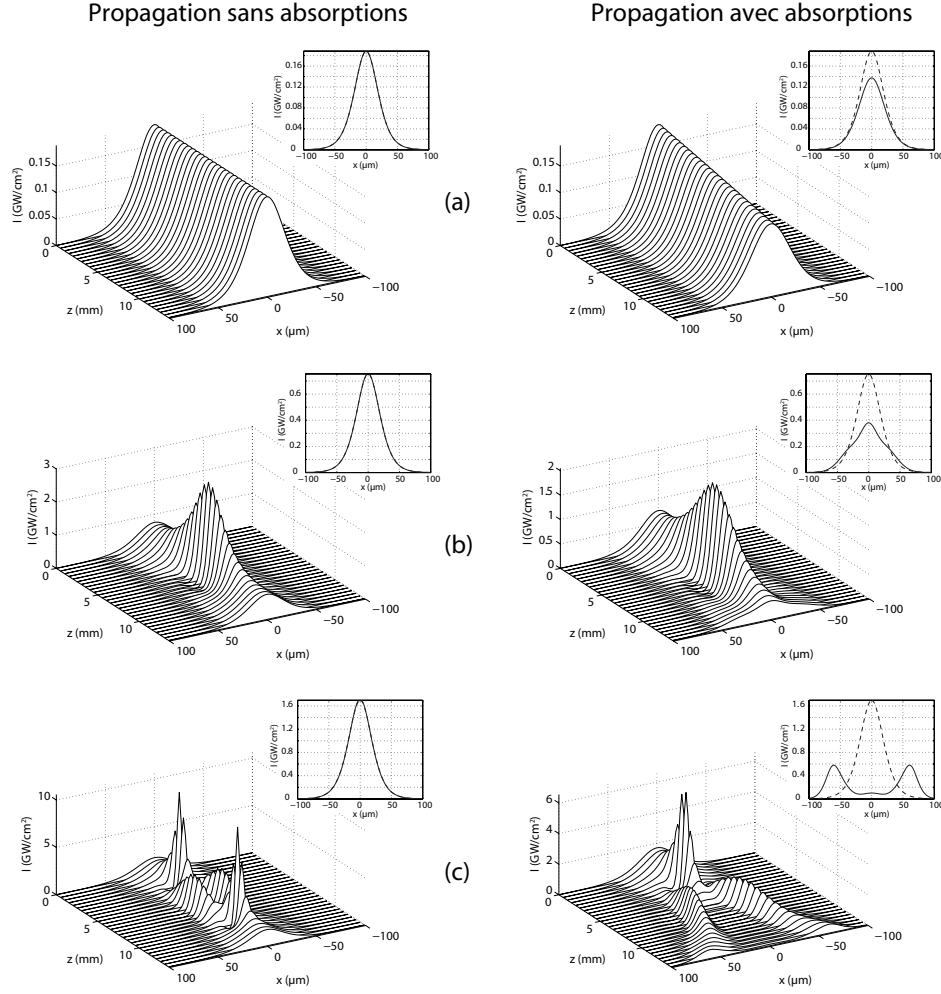


FIG. 2.3 : Comparaison de la propagation d'un faisceau dont le profil initial est une sécante hyperbolique dans un milieu Kerr idéal (colonne de gauche) et dans les conditions réelles où l'absorption a été prise en compte (colonne de droite), pour une longueur d'onde de 1550 nm et en régime continu. (a) $N = 1$ ou $I = I_s$, (b) $N = 2$ ou $I = 4I_s$, (c) $N = 3$ ou $I = 9I_s$. Les inserts présentent le profil initial (pointillé) et le profil de sortie (trait plein).

Soit en développant l'expression de l'absorption α (éq. 2.2) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \left[\frac{\alpha_1}{2} A - \frac{\alpha_2}{2} I A - \frac{\alpha_3}{2} I^2 A \right] + i \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I A \quad (2.5)$$

Un exemple de résolution numérique⁵ de cette équation est représenté sur la Fig. 2.3. Elle compare la propagation d'une sécante hyperbolique initialement de 25 μm , dans un milieu AlGaAs idéal (*i.e.* non absorbant), et dans les conditions réelles (*i.e.* absorbant) à la longueur d'onde de 1550 nm et en régime continu pour différentes intensités initiales. La colonne de gauche correspond à la propa-

5. La simulation numérique est basée sur la propagation de l'onde en découpant le milieu en bandes fines. Cette méthode est appelée méthode de propagation du faisceau (*Beam Propagation Method* ou BPM). Plus précisément, la BPM utilisée ici est la méthode Split-Step-Fourier, qui comme son nom l'indique, utilise des algorithmes de transformée de Fourier pour calculer la propagation linéaire dans chaque bande. L'effet non linéaire est calculé au milieu de chaque tranche. Le programme correspondant a été initialement développé au laboratoire par R. Grasser lors de sa thèse [42], dans lequel j'ai ajouté les absorptions et la dimension temporelle.

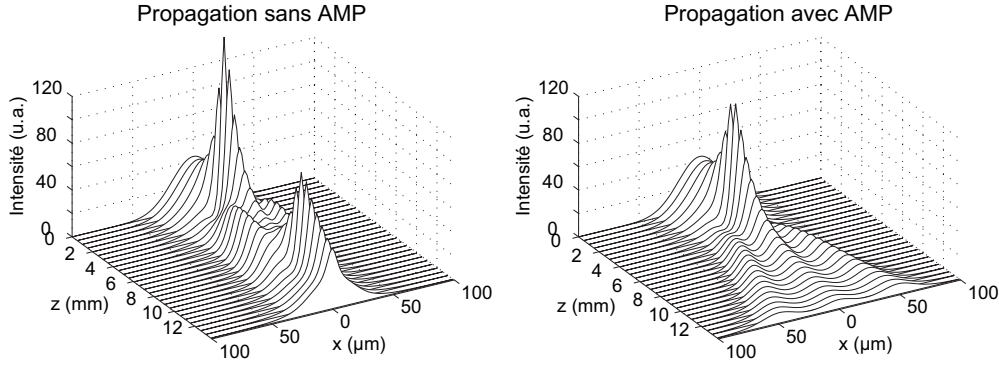


FIG. 2.4 : Comparaison de la propagation d'un faisceau initialement gaussien (spatialement et temporellement) en l'absence et en présence d'absorptions à 2 et 3 photons. Les profils obtenus pour chaque tranche de la propagation correspondent à l'intégration temporelle de toute l'impulsion comme le ferait une caméra qui ne résoudrait pas l'impulsion. Paramètres : $\lambda = 1520 \text{ nm}$, $I_0 = 1.6 \text{ GW/cm}^2$ et $\text{HWHM} = 20 \text{ }\mu\text{m}$.

gation (a) du soliton fondamental ($N = 1$), (b) du soliton d'ordre 2 ($N = 2$) et (c) du soliton d'ordre 3 ($N = 3$). La longueur de propagation correspond approximativement à la période soliton [40], d'où des profils de sortie identiques au profil d'entrée. La colonne de droite, prenant en compte l'absorption, montre clairement, outre la diminution de puissance en sortie, la différence de profil obtenu par rapport au cas idéal pour les fortes puissances. L'effet le plus remarquable de l'absorption multiphotonique (AMP) est la possibilité d'une dislocation du faisceau intense en deux faisceaux de type soliton fondamental qui s'éloignent l'un de l'autre [144, 145]. L'autre effet notable de l'AMP, est donc la perte du phénomène de récurrence. Les paramètres choisis vérifient pourtant le critère $\alpha L_D \leq 0,3$ requis à la puissance soliton. L'AlGaAs est donc un matériau qui s'approche du matériau idéal pour la propagation d'un soliton fondamental [131], mais on se rend d'ores et déjà compte, avec cette première simulation qu'il n'est pas possible d'y propager des solitons d'ordre supérieurs.

2.1.3.2 Aspect temporel

Les intensités requises pour observer l'autofocalisation d'un faisceau de quelques microns de large requièrent l'emploi de sources impulsives. La réponse de l'effet non linéaire dans l'AlGaAs est inférieure à la picoseconde [26], ce qui peut généralement être considéré comme instantané. Cependant, même dans les cas où le temps de réponse du matériau peut être négligé devant la durée de l'impulsion, le modèle en régime continu est insuffisant pour décrire les observations. En effet, pour piéger un faisceau continu de taille donnée, une intensité spécifique est requise, l'intensité soliton I_s (éq. 1.7). Or l'intensité varie au cours du temps le long de l'impulsion typiquement de forme gaussienne. Ainsi si l'on veut obtenir en sortie un faisceau de dimension spatiale globale (i.e. intégrée sur la dimension temporelle) comparable celle de l'entrée, il faut une intensité crête initiale I_0 supérieure à I_s ($I_0 \sim 1,5 I_s$ [120]) afin de pouvoir focaliser aussi une partie du faisceau correspondant au début et à la fin de l'impulsion moins intense, ce qui augmente du même coup l'influence des absorptions multiphotoniques, notamment au centre du faisceau où l'intensité est maximale.

Ainsi pour les fortes puissances, le faisceau peut se couper en deux à cause de l'AMP forte au centre de l'impulsion (comme sur la Fig.2.3(c), colonne de droite), tandis que sur les bords, où l'intensité est moindre, l'AMP reste négligeable (correspondant par exemple à la Fig. 2.3(a), colonne de droite). Dans une même impulsion, suivant l'instant considéré, le profil obtenu peut donc être radi-

calement différent (profil à un lobe ou profil à deux lobes). Au final, si l'on intègre les profils obtenus pour chaque tranche temporelle, on peut finalement obtenir un profil spatial comprenant trois bosses [35]. Ce comportement du à la prise en compte de la dimension temporelle est illustré sur la Fig. 2.4 où l'on montre la propagation à forte puissance en l'absence d'AMP et en présence d'AMP (l'absorption linéaire a été incluse dans les 2 simulations). Les profils ainsi obtenus en régime impulsional correspondent à ce qui est observé à l'aide d'une caméra qui ne résoudrait pas l'impulsion. Ces résultats numériques peuvent être comparés au cas du faisceau continu de la Fig. 2.3(c), la taille initiale et l'intensité initiale étant comparables.

Ainsi, nous montrons que la compréhension de l'influence de l'AMP ne peut s'effectuer sans prendre en compte la dimension temporelle. Ces résultats seront utilisés et approfondis pour expliquer ceux de l'étude expérimentale sur les limites à la propagation des solitons spatiaux Kerr dans l'AlGaAs qui est présentée dans la suite de ce chapitre.

2.2 Dispositifs expérimentaux

2.2.1 Caractéristiques des guides plans

Tous les échantillons AlGaAs utilisés au cours de cette thèse ont été fabriqués par épitaxie par jets moléculaires, au département de Physique, de l'université d'Arkansas (États-Unis) dans le cadre de notre collaboration avec l'équipe du Professeur Gregory Salamo. La structure du guide plan est obtenue en déposant sur un wafer d'arséniure de gallium (GaAs) une première couche de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ de $3\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, puis une seconde couche de $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, constituant la couche guidante, dont nous exploiterons les propriétés non linéaires, d'épaisseur 1 ou $1,5\text{ }\mu\text{m}$ selon les échantillons, et enfin une couche supérieure de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ de 1 ou $1,5\text{ }\mu\text{m}$. La structure complète est décrite par la Fig. 2.5.

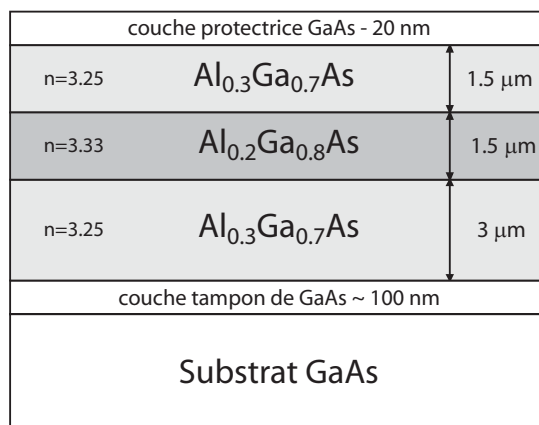


FIG. 2.5 : Structure des guides plans AlGaAs utilisés.

La fine couche supérieure de GaAs est déposée pour empêcher l'oxydation rapide dans les conditions normales de l'alliage AlGaAs. Cette oxydation détruirait la surface de l'échantillon et par conséquent le guide d'onde. La couche tampon est déposée pour permettre une croissance de la région active sur une surface uniformément lisse. Cette stœchiométrie de couche guidante permet l'adapta-

tion de la largeur de la bande interdite à la propagation soliton aux longueurs d'onde des télécommunications. La structure ainsi élaborée constitue un guide plan monomode pour ces longueurs d'onde, le mode étant bien confiné dans la couche guidante. L'indice de réfraction linéaire effectif n_0 est de 3,33 et les pertes linéaires α_1 sont typiquement inférieures à $0,2 \text{ cm}^{-1}$ (*i.e.* $\alpha_1 < 1 \text{ dB/cm}^{-1}$) [138]. Le wafer est clivé à la longueur voulue (typiquement 12-14 mm) ce qui permet l'injection de lumière pour focalisation directe. La stœchiométrie des échantillons utilisés a par ailleurs été vérifiée par diffraction X haute résolution : un wafer possède une couche guidante composée de 21% d'aluminium, et pour un autre elle est composée de 24 % d'aluminium.

2.2.2 Montages expérimentaux et premiers résultats

Pour évaluer les limites à la propagation des solitons Kerr dans l'AlGaAs, nous avons étudié l'influence des trois principaux paramètres expérimentaux que sont la puissance crête, la longueur d'onde et la durée des impulsions. Trois sources laser ont été utilisées. Deux systèmes à amplifications paramétriques accordables en longueur d'onde dans le proche infra-rouge, le premier délivrant des impulsions femtosecondes, le deuxième des impulsions picosecondes. La troisième source est une diode laser émettant à la longueur d'onde de $1,53 \mu\text{m}$ des impulsions nanosecondes. Nos dispositifs expérimentaux pour la propagation de solitons spatiaux 1D sont basés sur la remise en forme du faisceau laser à l'aide d'un télescope cylindrique, après un éventuel filtrage spatial. La puissance peut être ajustée grâce à un ensemble lame demi-onde/polariseur de Glan. Un objectif de microscope focalise ensuite ce faisceau elliptique sur la face d'entrée du guide AlGaAs. Puis, la face de sortie est imagée sur une caméra Vidicon permettant l'acquisition des images. Durant tout ce travail sur les solitons Kerr, la polarisation employée est la polarisation TE ($\vec{E} \parallel 001$), supposée plus stable [146, 117] et où l'effet Kerr est légèrement plus fort ⁶.

2.2.2.1 Dispositif femtoseconde

Le schéma du dispositif expérimental, représenté sur la Fig. 2.6, correspond à celui utilisé avec le système émettant des impulsions femtosecondes, développé lors mon séjour aux États-Unis. Le système laser de marque *Coherent*, associe les modèles RegA 9000 (*Ti:Sapphire Regenerative Amplifier*) [149] et OPA 9800 (*Optical Parametric Amplifier*) [150]. L'ensemble constitue une source ultra-rapide, continûment accordable entre $0,94 \mu\text{m}$ et $2,4 \mu\text{m}$, délivrant des impulsions de 60 fs d'énergie typique de 300 nJ à un taux de répétition de 250 kHz. En sortie de laser, la durée des impulsions (Δt) vérifie la limite de Fourier ($\Delta\nu \cdot \Delta t = 2\ln 2/\pi$), d'où un spectre d'une largeur $\Delta\lambda \approx 60 \text{ nm}$ (avec $\Delta\lambda = \Delta\nu \cdot c/\lambda^2$). Pour étudier l'influence de la longueur d'onde, un spectre plus étroit est souhaitable, nous l'avons donc affiné en dispersant la lumière à travers 2 prismes successifs, puis en la filtrant spatialement à l'aide d'une fente. Le spectre ainsi obtenu, ne fait plus que $\Delta\lambda \approx 12 \text{ nm}$, élargissant du même coup l'impulsion à $\Delta t \geq 300 \text{ fs}$. En diminuant la largeur du spectre, nous réduisons l'effet de la dispersion chromatique lors de la propagation dans le guide et l'augmentation de la durée des impulsions rend la durée de la réponse non linéaire quasiment négligeable. L'influence de ces effets sera discutée plus en détails dans le paragraphe 2.5.

Un exemple de résultat typique d'une propagation soliton, obtenu avec ce dispositif, et avec

6. Quelques études expérimentales succinctes ne m'ont pas permis de constater une influence notable de la polarisation, malgré l'anisotropie supposée des propriétés non linéaires du matériau [147, 148].

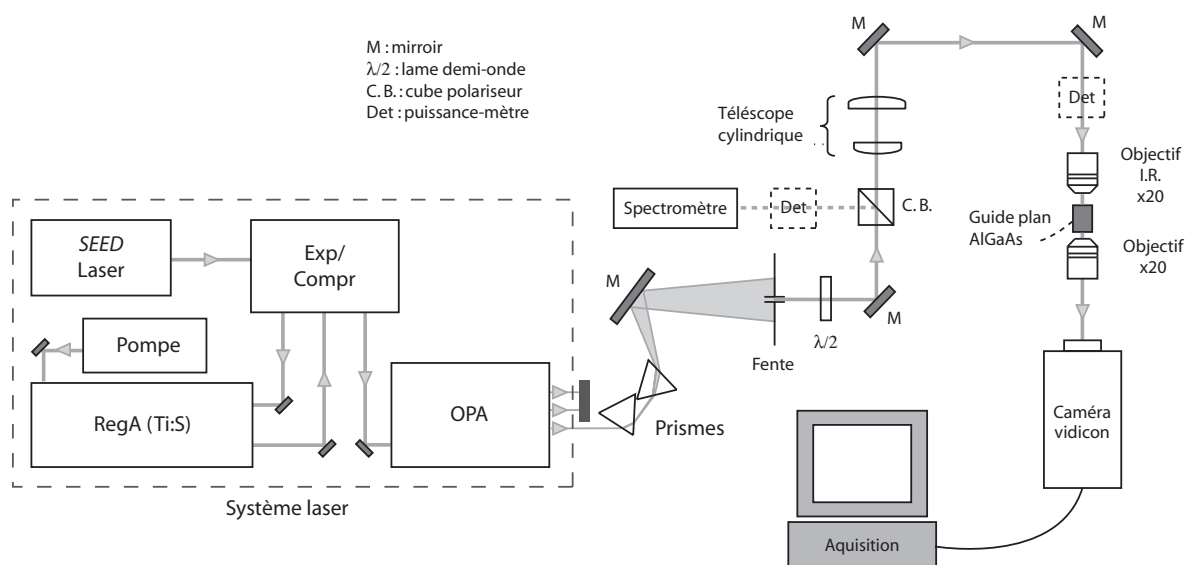


FIG. 2.6 : Schéma du dispositif utilisant des impulsions femtosecondes.

l'échantillon composé de 21% d'aluminium, est représenté sur la Fig. 2.7. En entrée du guide, le faisceau focalisé a une largeur d'environ $50 \mu\text{m}$ (FWHM) dans la dimension parallèle au guide, soit $w = 30 \mu\text{m}$ (Fig. 2.7(a)). Le guide de $14,4 \text{ mm}$ correspond, en théorie, à $1,2 L_D$, ce qui est en accord avec l'expérience où le faisceau en sortie de guide a vu sa taille doubler en régime linéaire (Fig. 2.7(b)). On notera en particulier le profil bruité enregistré en régime linéaire (à cause des imperfections du guide), alors qu'en régime soliton le profil est parfaitement nettoyé (Fig. 2.7(c))⁷. On retrouve ici la propriété attendue (§ 1.2.1.2) de « nettoyage » des solitons par remise en forme de l'enveloppe, attestant de leur robustesse face aux perturbations.

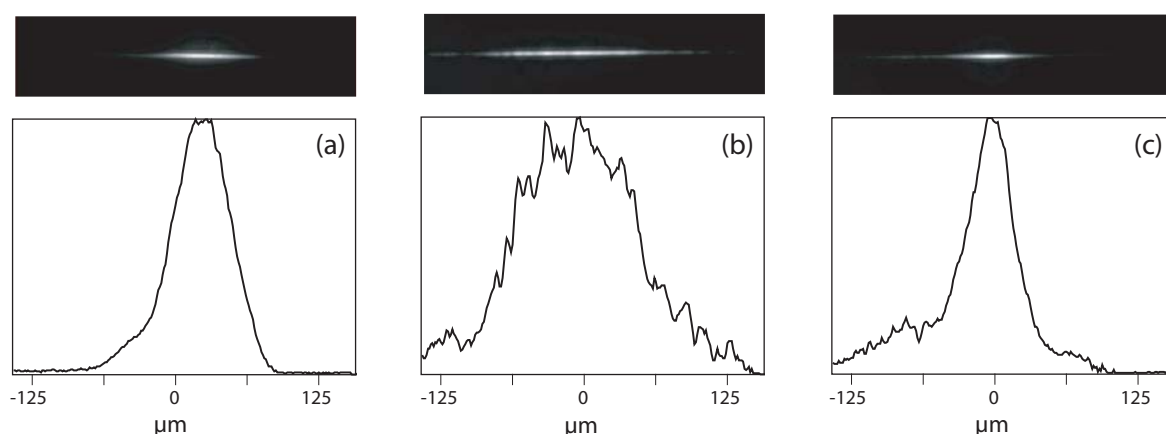


FIG. 2.7 : Images et profils expérimentaux illustrant la propagation soliton en régime femtosecondes : (a) face d'entrée du guide (FWHM= $50 \mu\text{m}$), (b) face de sortie en régime linéaire (diffraction sur $1,2L_D$) et (c) en régime soliton.

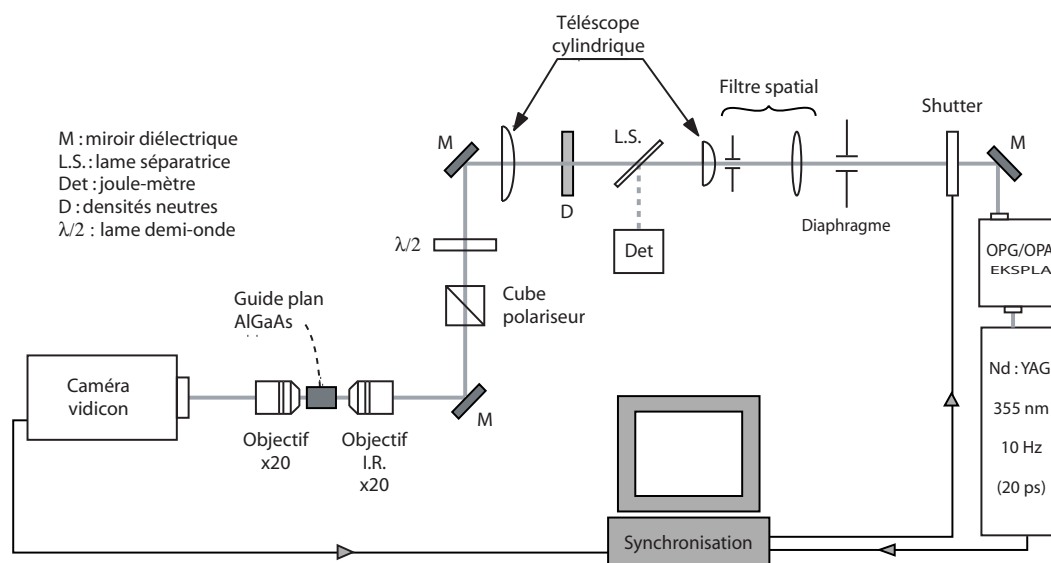


FIG. 2.8 : Schéma du dispositif utilisant des impulsions picosecondes.

2.2.2.2 Dispositif picoseconde

Des impulsions picosecondes ont été utilisées grâce à une autre source optique : un générateur/amplificateur paramétrique (*Ekspla*, modèle *PG401Vir*) pompé par un laser Nd:YAG impulsional à modes bloqués, triplé en fréquence à 355 nm (OPG, *Quantel*, modèle *YG501*). Ce système, accordable entre 0,42 μm et 2,2 μm , génère des impulsions de 20 ps à un taux de répétition de 10 Hz. Une énergie de 100 μJ par impulsion est disponible autour de $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ en sortie d'OPG, avant le filtrage spatial nécessaire. Par ailleurs un système d'acquisition couplé avec un obturbateur, synchronisés sur la fréquence des flashes du laser, autorise la capture d'images et la mesure d'énergie impulsion par impulsion. Le schéma du dispositif est représenté sur la Fig. 2.8.

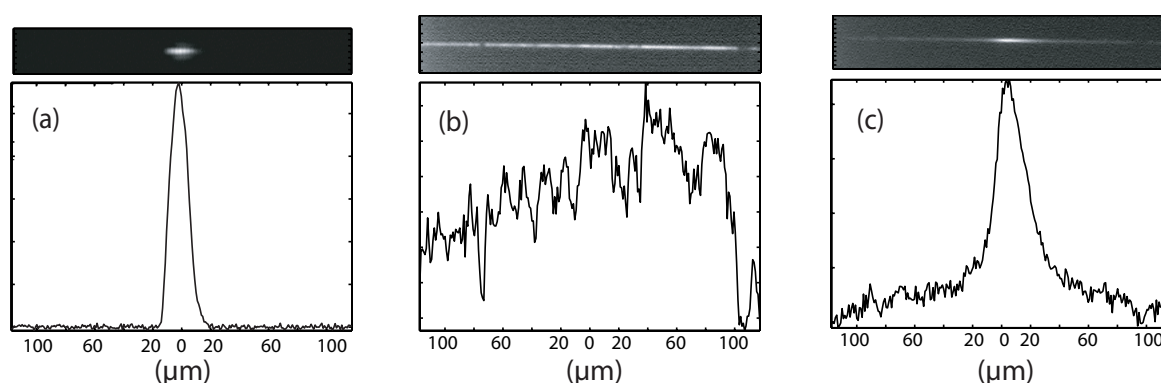


FIG. 2.9 : Images et profils expérimentaux illustrant la propagation soliton d'une impulsion picoseconde. (a) face d'entrée du guide (FWHM=12 μm), (b) face de sortie en régime linéaire (diffraction sur 17 L_D) et (c) en régime soliton.

Des solitons très étroits ont pu être obtenus avec ce dispositif, comme montrés sur la Fig. 2.9. Ce résultat remarquable a été obtenu avec un guide plan de 1 μm d'épaisseur composé de 21% d'al-

7. A l'exception des ailes qui correspondent à l'énergie dissipée lors de la remise en forme du faisceau.

minium,, et de 12 mm de long. Le faisceau de FWHM = 12 μm (soit $w = 7 \mu\text{m}$) focalisé sur la face d'entrée du guide (Fig.2.9(a)) diffracte donc fortement en régime linéaire, en accord avec les 17 L_D de la propagation (Fig.2.9(b)). En augmentant suffisamment la puissance injectée, un profil de sortie caractéristique d'une propagation soliton est obtenu (Fig.2.9(c)). Le profil lisse obtenu en sortie de guide est d'autant plus exceptionnel dans ce cas, puisque grâce à l'obturateur, il ne correspond qu'à la propagation d'une seule impulsion dans le matériau, et n'est donc pas du à un effet de moyenne temporelle⁸.

Une comparaison des deux dispositifs expérimentaux réalisés sera effectuée au paragraphe 2.5, où l'influence de la durée des impulsions sera alors discutée.

2.3 Étude de l'autofocalisation en fonction de la puissance

Le dispositif expérimental utilisé est celui de la Fig. 2.6. Le comportement de l'autofocalisation en fonction de la puissance du faisceau pour $\lambda = 1520 \text{ nm}$ est résumé sur la Fig. 2.10 où expériences et simulations sont présentées côte à côte. En entrée du guide, le faisceau focalisé a une largeur de 28 μm (FWHM) (Fig. 2.10.A(a)). A faible intensité, le faisceau diffracte en accord avec les 4 L_D équivalentes aux 14,4 mm de propagation (Fig. 2.10.A(b)). Le régime soliton est atteint sur la Fig. 2.10.A(c), pour une intensité I_0 évaluée à 0,05 GW/cm². En augmentant la puissance au dessus du seuil soliton, la base du faisceau s'élargit. Ce piédestal devient de plus en plus fort tandis qu'on continue d'augmenter la puissance injectée (Fig. 2.10.A(d)), et se transforme finalement en un profil à 3 lobes (Fig. 2.10.A(e)). Pour une puissance environ 3 fois supérieure à la puissance soliton P_s , on obtient un profil où les 3 pics, de dimensions similaires, ont la même intensité en sortie de guide. Pour des puissances encore supérieures, le pic central devient moins intense que les pics latéraux (Fig. 2.10.A(f)). Au dessus de cette limite, la puissance transmise décroît ensuite rapidement à cause des absorptions non linéaires, tandis que le faisceau s'élargit fortement.

Ces comportements ne peuvent être compris qu'en analysant l'influence des AMP. Appuyons-nous sur la Fig. 2.4 pour expliquer ce comportement. En l'absence d'AMP, un faisceau intense peut se séparer en 3 parties après une phase de forte autofocalisation qui survient au début de la propagation. Ces trois pics forment un soliton d'ordre supérieur caractérisé par des pics très rapprochés. Au cours de la propagation, ces 3 pics fusionnent (avant de se séparer à nouveau), témoignant de la récurrence des solitons d'ordre supérieur. En présence d'AMP, le faisceau se coupe toujours en 3 entités après une même distance de propagation. Par contre, ceux-ci vont rapidement se séparer, aucune récurrence ne pouvant alors être observée. Le comportement expérimental présenté sur la Fig. 2.10(A) est en accord avec cette dernière description, où les 3 lobes sont trop écartés pour pouvoir être assimilés au profil d'un soliton d'ordre supérieur.

L'AMP doit impérativement être prise en compte pour parvenir aux résultats numériques de la colonne B de la Fig. 2.10 en accord avec l'expérience. Les profils numériques correspondent à l'intégration temporelle de l'impulsion comme le fait la caméra dans les mesures. Une représentation spatio-temporelle a aussi été ajoutée afin de mieux comprendre la dynamique temporelle. Les représentations spatio-temporelles correspondent à la répartition d'intensité lumineuse d'une impulsion, après propagation, dans la dimension temporelle (axe vertical) et la dimension spatiale (axe horizon-

8. Cela explique également la faible dynamique des images de sortie sur la caméra, comparée à celle de l'image d'entrée qui correspond quant à elle à l'intégration de plusieurs impulsions, d'où un niveau de bruit beaucoup plus faible.

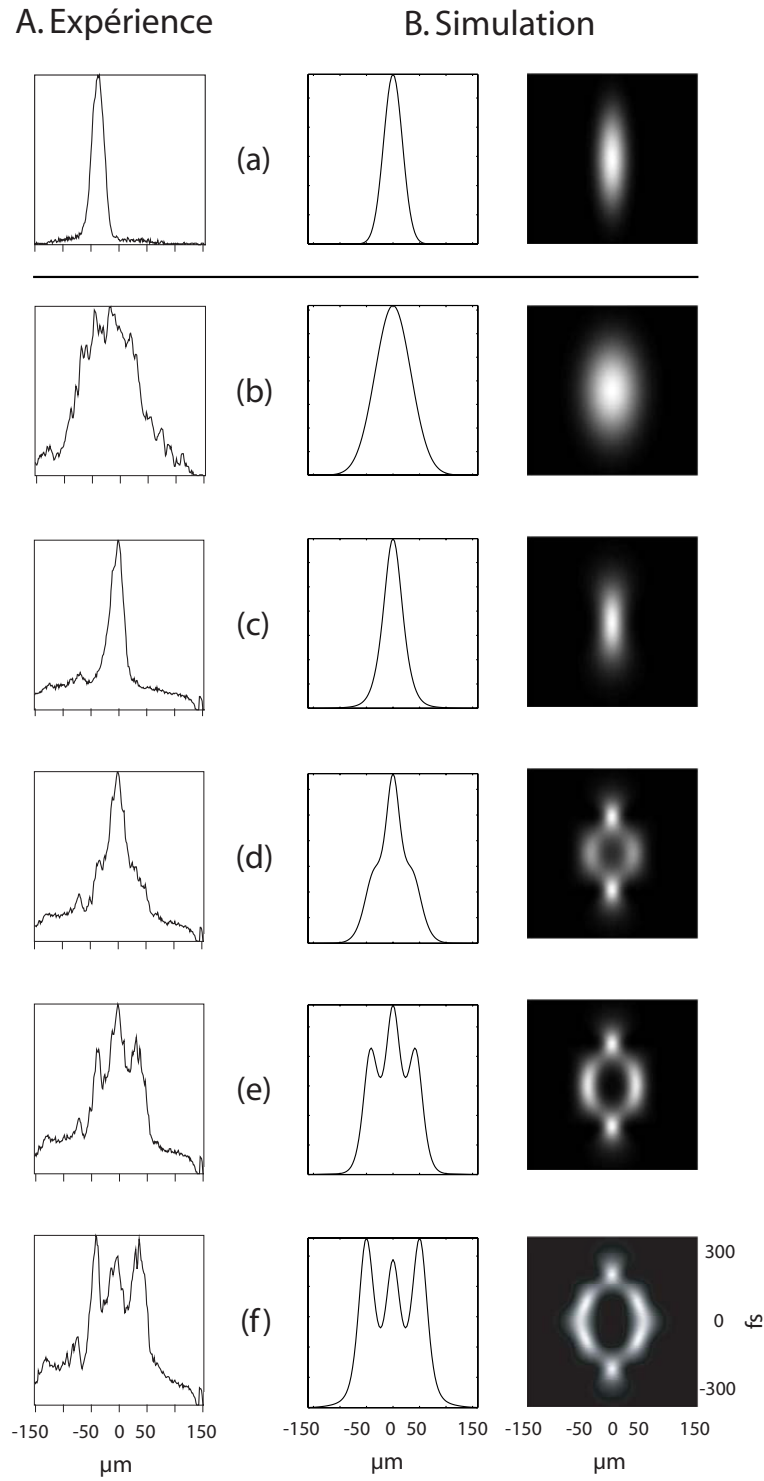


FIG. 2.10 : Profils expérimentaux (colonne A), profils et représentations spatio-temporelles numériques (colonne B) en fin de propagation, pour $\lambda = 1520 \text{ nm}$ et pour différentes intensités initiales. Faisceau d'entrée (a) et de sortie en régime linéaire $P < P_{sol}$ (b), régime soliton $P = P_{sol}$ (où $I_0 = 0.5 \text{ GW/cm}^2$ dans les simuls) (c), $P = 2.2P_{sol}$ (d), $P = 2.7P_{sol}$ (e), $P = 3P_{sol}$ (f).

tal). A cause des AMP, à haute puissance, le centre du faisceau est fortement absorbé et se scinde en 2 parties lors de la propagation. Après la coupure du faisceau en 2 parties, au sommet de l'impulsion, l'intensité de chacune des branches est suffisamment peu intense pour que l'absorption non linéaire devienne négligeable. Dans ce cas la propagation n'est donc plus affectée par l'AMP, et le faisceau évolue comme s'il était composé de 2 solitons s'éloignant après une collision [144, 145]. L'avant et l'arrière de l'impulsion ne sont quant à eux pas affectés par l'AMP, puisque moins intenses, et restent auto-focalisés durant la propagation qui correspond à la propagation d'un soliton fondamental. Finalement, la superposition de toutes ces tranches temporelles donne le profil à 3 lobes observé expérimentalement en sortie de guide. Le rapport d'intensité entre les pics latéraux et le pic central atteint un maximum pour une puissance initiale précise (Fig. 2.10(f)). La valeur de ce rapport maximum dépend des coefficients des AMP et de la forme de l'impulsion temporelle. Par exemple, si l'AMP est très importante (*i.e.* pour les courtes longueurs d'onde ou pour un faisceau plus étroit), trop d'énergie est absorbée, conduisant à des lobes externes moins intenses (*i.e.* 2 solitons divergents plus larges). La Fig. 2.11 illustre une autre situation donnée par la propagation d'une impulsion non plus gaussienne dans le temps, mais avec un sommet plat (super gaussienne). Dans ce cas l'avant et l'arrière de l'impulsion sont très peu énergétiques et le soliton central ainsi formé est très peu intense, la majeure partie de l'énergie étant contenue dans les pics latéraux. Le cas extrême est celui de l'onde continue où le faisceau central est inexistant, conduisant à un profil à deux lobes (Fig. 2.3, colonne de droite).

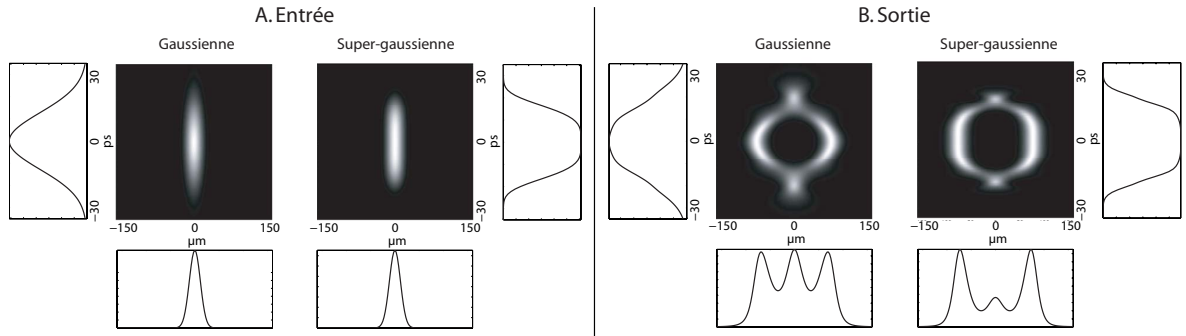


FIG. 2.11 : Simulations présentant une impulsion gaussienne et super-gaussienne. Représentations spatio-temporelles et profils temporels intégrés spatialement (profils verticaux) ou profils spatiaux intégrés temporellement (profils horizontaux) A. en entrée et B. après propagation dans le milieu non linéaire. Paramètres : $\lambda = 1520 \text{ nm}$ et les coefficients non linéaires correspondants, $w = 16 \text{ }\mu\text{m}$, $I_0 = 2,7 \text{ GW/cm}^2$, $z = 14 \text{ mm}$.

Cette étude en fonction de la puissance a montré que les AMP jouent un rôle déterminant pour l'autofocalisation pour des puissances supérieures à la puissance soliton, même aux longueurs d'onde optimales. La justification de la dénomination « optimale » est effectuée dans la partie suivante de ce chapitre traitant de l'influence de la longueur d'onde sur l'autofocalisation. Les absorptions à 2 et 3 photons empêchent en particulier d'observer des solitons d'ordres supérieurs dans un guide plan AlGaAs, en inhibant le phénomène de récurrence, et divisant l'impulsion initiale aussi bien spatialement que temporellement. Cette étude bien que fondamentale, peut trouver des applications. On peut par exemple imaginer mettre en forme des impulsions en tirant partie de l'AMP.

2.4 Étude de l'autofocalisation en fonction de la longueur d'onde

Dans la littérature, les expériences sur les solitons Kerr dans l'AlGaAs ont principalement été faites à une longueur d'onde fixe (généralement à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$). L'influence de la longueur d'onde sur la propagation soliton n'a par conséquent jamais été rapportée. Les figures de mérites (Fig. 2.2) donnent une première indication de la fenêtre optimale d'utilisation d'un système non linéaire dans l'AlGaAs [138]. D'après ces courbes, pour un soliton fondamental (sauf s'il est vraiment très étroit) l'absorption à trois photons (A3P) semble être négligeable dans la gamme de longueurs d'onde considérée. Augmenter la longueur d'onde pour éviter l'A2P devrait donc faciliter la formation des solitons. L'intérêt des figures de mérites reste cependant limité pour l'étude des solitons, le critère défini par l'éq. (2.3) ne correspondant pas ici à un seuil strict. De plus, sachant qu'un soliton est défini par un profil invariant tout au long de sa propagation, on ne devrait plus pouvoir parler de soliton en cas de pertes. Par ailleurs, les résultats de la section précédente montrent que l'AMP n'implique pas seulement une diminution de l'intensité, mais peut aussi affecter le profil du faisceau. C'est pourquoi, afin de mieux comprendre l'influence de la dispersion des propriétés non linéaires de l'AlGaAs, ce paragraphe est consacré à l'étude de l'autofocalisation en fonction de la longueur d'onde. Deux séries de mesures ont été réalisées, l'une en régime femtoseconde, l'autre en régime picoseconde.

2.4.1 Mesures en régime femtoseconde pour un faisceau large

Le dispositif expérimental utilisé est le même que celui de la section précédente, à part une taille de faisceau focalisé un peu plus large : $FWHM_{ent} = 50 \mu\text{m}$ (Fig. 2.7(a)). Les longueurs d'onde testées varient de 1480 nm à 1580 nm. Nous avons ajusté la puissance injectée dans le guide pour chaque longueur d'onde afin que la propagation s'approche le plus possible d'une propagation soliton. Les profils obtenus en sortie de guide sont décrits par la Fig. 2.12 et les puissances correspondantes sont reportées sur la courbe 2.13.

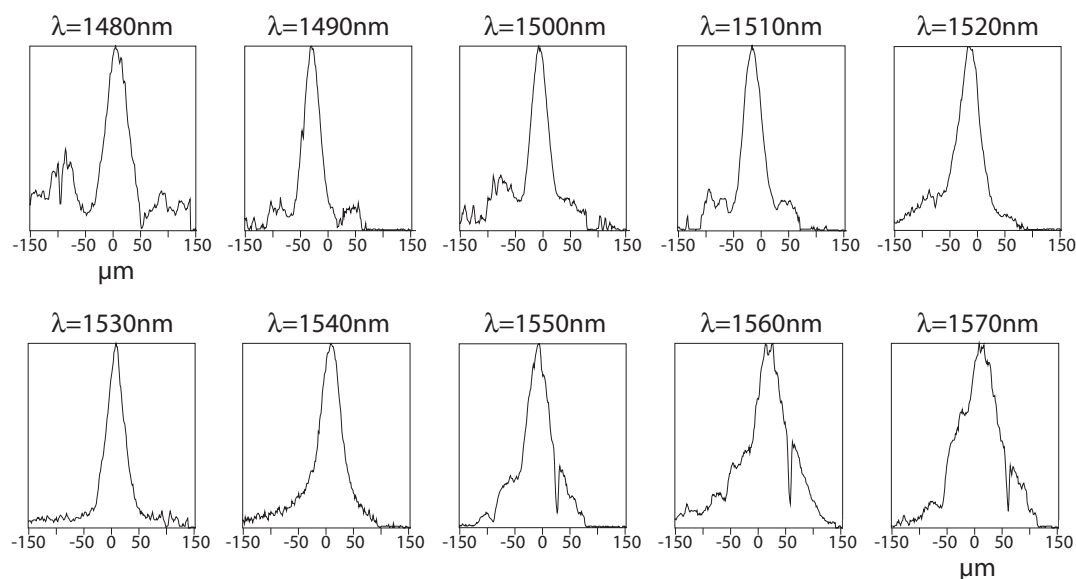


FIG. 2.12 : Autofocalisation expérimentale en fonction de la longueur d'onde en régime femtoseconde. Profils obtenus après propagation dans le guide AlGaAs dans le cas d'une autofocalisation optimale.

Nous constatons que la longueur d'onde optimale est 1530 nm : le profil de sortie correspond à un faisceau focalisé proprement, pratiquement sans énergie dispersée sur les bords ; et son obtention a nécessité de surcroît une intensité optique plus faible qu'aux autres longueurs d'onde (*c.f.* Fig. 2.13). Cette longueur d'onde optimale correspond à la composition du guide d'onde utilisé ($\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$). En effet, la bande interdite d'un matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est décalée vers les courtes longueurs d'onde quand la concentration d'aluminium x augmente⁴. Ainsi une longueur d'onde optimale de 1530 nm est obtenue dans notre échantillon au lieu de 1550 nm comme rapporté pour un guide composé de 18% d'aluminium [49].

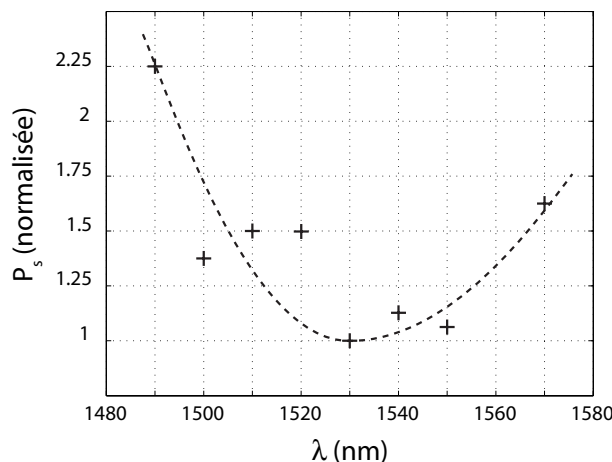


FIG. 2.13 : Puissances (normalisées) nécessaires à la meilleure autofocalisation possible du faisceau en fonction de la longueur d'onde.

Au contraire, pour les courtes longueurs d'onde, il est impossible d'obtenir un faisceau focalisé avec un profil lisse sans l'apparition de lobes externes situés de part et d'autre du pic principal. Pour les grandes longueurs d'onde le faisceau est de plus en plus difficilement piégé, même en augmentant la puissance injectée. La meilleure autofocalisation possible correspond ainsi à un faisceau plus large qu'en entrée et fortement bruité. Si l'on augmente encore la puissance, le faisceau cesse d'autofocaliser mais tend au contraire à s'élargir tandis que la puissance transmise chute, signe d'une forte absorption non linéaire.

Ces résultats sont à mettre en parallèle avec les courbes de dispersion des coefficients non linéaires de l'AlGaAs (Fig. 2.1). Pour les courtes longueurs d'onde, l'A2P et l'effet Kerr augmentent rapidement. Ce fort coefficient n_2 offre la possibilité d'obtenir un faisceau focalisé de taille identique à celle présente en entrée et dont le bruit a été éliminé. Cependant, en augmentant la puissance injectée pour passer de la diffraction au régime autofocalisé, l'A2P augmente rapidement, faisant apparaître des pics latéraux de chaque côté du faisceau central. Une partie de l'énergie se dissipe sur les bords et est donc perdue pour le faisceau principal. En perdant ainsi de l'énergie, il a en retour tendance à diffracter de nouveau. Il faut donc augmenter encore la puissance injectée pour focaliser le faisceau, ce qui augmente encore l'absorption. Ainsi pour les courtes longueurs d'onde, en raison de la forte A2P, la puissance nécessaire à l'autofocalisation est plus forte qu'aux longueurs optimales : focaliser un faisceau à $\lambda = 1480$ nm demande une énergie plus de 2 fois plus importante qu'à $\lambda = 1530$ nm (Fig. 2.13) contrairement à ce que laisserait penser la courbe de dispersion de n_2 seule.

Pour les grandes longueurs d'onde, il devient difficile d'autofocaliser le faisceau, même en augmentant la puissance injectée. Cette faible autofocalisation est principalement due au faible effet Kerr. De plus l'A3P augmente rapidement avec la longueur d'onde et devient vite forte, faisant obstacle à l'autofocalisation [142]. Dans ce cas, les AMP ne conduisent plus à une dislocation du faisceau,

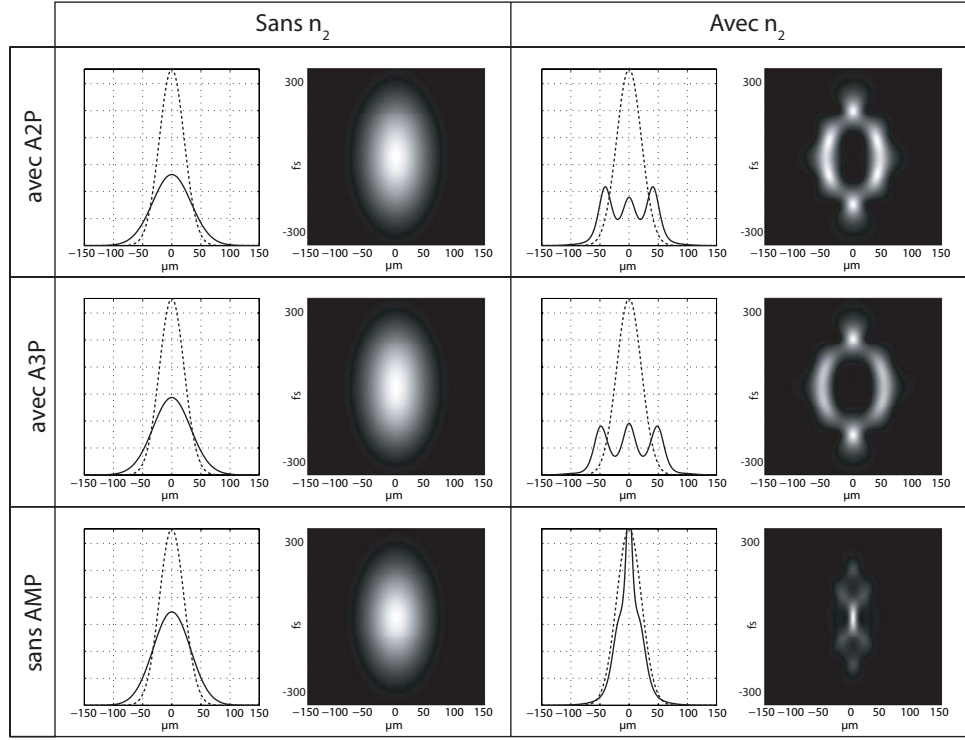


FIG. 2.14 : Simulations montrant l'influence des différents effets non linéaires.

Profils spatiaux intégrés temporellement en entrée (pointillés) et en sortie de guide (traits pleins), et représentations spatio-temporelles obtenues après propagation. La première colonne correspond à une propagation où $n_2 = 0$, la seconde où $n_2 = 1.75 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{GW}$. Paramètres communs : $\lambda = 1,52 \text{ }\mu\text{m}$, $w = 30 \text{ }\mu\text{m}$, $I_0 = 1,2 \text{ GW/cm}^2$, $\alpha_1 = 0,16 \text{ cm}^{-1}$, $z = 14,4 \text{ mm}$.

Avec A2P : $\alpha_2 = 0,45 \text{ cm/GW}$ et $\alpha_3 = 0$. Proche du cas expérimental.

Avec A3P : $\alpha_2 = 0$ et $\alpha_3 = 0,56 \text{ cm}^3/\text{GW}^2$. α_3 a été choisi tel que $L_{A2P} = L_{A3P}^{10}$.

Sans AMP : $\alpha_2 = 0$ et $\alpha_3 = 0$.

non pas à cause du passage d'un processus à 2 photons à un processus à 3 photons, mais parce que l'absorption n'est plus associée dans le même temps à un fort effet Kerr, condition indispensable à une séparation en deux parties du faisceau à haute puissance.

Cette dernière remarque est illustrée par la Fig. 2.14 qui montre l'influence des différents effets non linéaires. On y trouve les profils spatiaux obtenus en sortie de guide (traits pleins) superposés à ceux de l'entrée (pointillés) afin de visualiser les différences de puissances crêtes, ainsi que la représentation spatio-temporelle correspondant au faisceau de sortie. La colonne de gauche montre une propagation sans effet Kerr et la colonne de droite avec de l'effet Kerr. Le faisceau étant large en entrée ($w = 30 \text{ }\mu\text{m}$) il diffracte peu durant les 14,4 mm de la propagation (colonne de gauche) et est globalement peu absorbé. La comparaison des lignes « avec A2P » / « avec A3P » indique clairement les rôles similaires d'une A2P et d'une A3P. De plus, cette figure met en évidence l'importance de l'association effet Kerr/AMP pour avoir une scission du faisceau en 3 parties aux fortes puissances, telle que celle observée lors de notre étude en fonction de la puissance (§ 2.3). Dans ce cas, il faut certes, une modification d'indice $\Delta n = n_2 I$ importante, mais il faut également que le faisceau passe par une phase de forte autofocalisation au cours de la propagation (Fig. 2.4). Ainsi expérimentalement, aux

10. Les longueurs caractéristiques des AMP correspondent aux distances de propagation au bout desquelles l'intensité maximale a été divisée par 2 par rapport à I_0 (pour une onde plane) [151]. Soit $L_{A2P} = 1/I_0 \alpha_2$ et $L_{A3P} = 3/2 I_0^2 \alpha_3$.

grandes longueurs d'onde, l'effet de l'A3P se résume à une diminution de la puissance transmise. Ce qui conduit, en association avec un faible Δn , à un faisceau toujours plus large qu'en entrée.

Nous pouvons conclure que dans un guide plan d'AlGaAs, la propagation soliton ne peut être obtenue que sur une plage de longueur d'onde d'environ 40 nm, centrée autour de $\lambda = 1530$ nm pour nos échantillons (composés de 24% d'Al) et en régime femtoseconde. La limite inférieure de longueur d'onde étant imposée par l'A2P tandis que la limite supérieure l'est par la diminution du coefficient n_2 associé à l'A3P. Dans le paragraphe suivant nous présentons une autre étude en fonction de la longueur d'onde effectuée pour un faisceau plus étroit.

2.4.2 Mesures en régime picoseconde pour un faisceau étroit

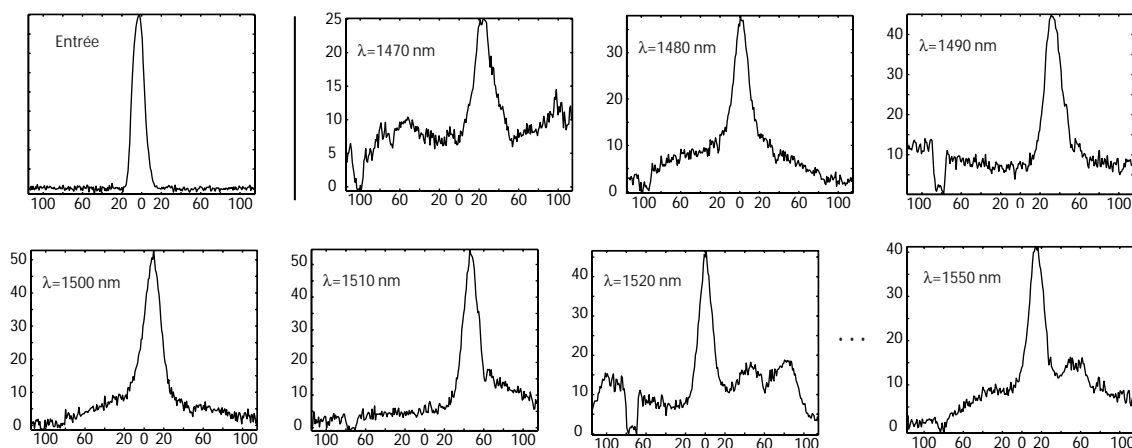


FIG. 2.15 : Résultats de l'étude en fonction de la longueur d'onde avec le dispositif picoseconde (propagation sur $17 L_D$). Les échelles spatiales en x sont en microns et les intensités sont en unités arbitraires, mais cependant comparables d'une image à l'autre (excepté pour l'entrée).

Dans cette étude nous nous sommes intéressés à l'autofocalisation d'un faisceau fortement focalisé de 12 μm de large (FWHM) sur une plage de longueur d'onde allant de 1470 nm à 1550 nm. Les résultats expérimentaux sont présentés Fig. 2.15. Cette étude en fonction de la longueur d'onde, entreprise avec le dispositif picoseconde (Fig. 2.8), n'est pas aussi complète que l'étude précédente, réalisée avec des impulsions de durée 300 fs, à cause de la grande instabilité¹¹ du YAG couplé à l'OPG. En particulier, suite à des difficultés de fonctionnement de l'ensemble laser, je n'ai pas eu la possibilité de recommencer cette série d'expérience en fonction de la longueur d'onde avec un faisceau en entrée de taille similaire au cas précédent, ni avec le même échantillon. Plusieurs remarques peuvent cependant être faites.

- Tout d'abord, les puissances nécessaires pour obtenir les profils de sortie à 1470 et 1480 nm sont le double de celles nécessaires aux plus grandes longueurs d'onde. Dans le même temps, les intensités en sortie de guide sont inférieures (25 à 30 u.a. au lieu de 50 u.a.), signe d'une AMP. De plus, le profil obtenu pour $\lambda = 1470$ nm, indique clairement, avec ses lobes externes et un faisceau faiblement focalisé, que comme dans l'étude précédente, 1480 nm correspond à la limite inférieure autorisant une propagation soliton à cause de l'A2P.

11. Instabilités temporelle (déviations spatiales du faisceau lentes), spatiale (déplacement du faisceau d'une impulsion à l'autre) et énergétique (l'énergie varie facilement du simple au double d'une impulsion à l'autre). C'est d'ailleurs cette instabilité qui a imposé l'analyse une seule impulsion à la fois.

- Du côté des grandes longueurs d'onde, notre étude a été trop succincte pour conclure. Toutefois, sur la plage 1480 à 1550 nm des profils propres et de taille comparable à l'entrée ont été obtenus, et ce malgré la grande longueur de propagation ($17 L_D$). La couche guidante de l'échantillon utilisé dans cette étude est composée de 21% d'aluminium, d'où une bande interdite plus étroite que dans l'échantillon utilisé dans l'étude précédente, ce qui explique que l'A3P a une influence moindre sur la focalisation à 1550 nm. Par ailleurs, l'utilisation d'impulsions plus longues (passage de 300 fs à 20 ps) implique un spectre beaucoup plus étroit en sortie du laser ($\Delta\lambda \sim 2$ nm). Dans ce cas, la longueur d'onde centrale de chaque impulsion, est la seule déterminant l'autofocalisation, contrairement aux impulsions femtosecondes où la largeur du spectre entraîne la concurrence de plusieurs longueurs d'onde possédant chacune une réponse non linéaire différente. En conséquence, on observe une moins grande sensibilité de l'autofocalisation à la longueur d'onde, ce qui donne la possibilité d'obtenir une autofocalisation pour une plage de longueurs d'onde centrales légèrement plus grande.

Bien sûr, l'étroitesse du faisceau à l'entrée impose des intensités crêtes très importantes (~ 4 GW/cm², d'après nos simulations tenant compte des AMP). Par conséquent, une partie de l'énergie initiale est absorbée en début de propagation à cause des AMP, mais ensuite le faisceau peut se propager de manière quasi-invariante. Les profils de sortie sont certes un peu plus larges qu'en entrée, mais après une courte distance de propagation où le profil du faisceau s'adapte, une propagation invariante est obtenue (voir § 2.5.2, Fig. 2.16).

Ainsi, cette étude en fonction de la longueur d'onde montre que la dispersion des coefficients non linéaires est le paramètre clé pour comprendre la propagation dans ce milieu autofocalisant.

2.5 Influence de la durée des impulsions

A partir de la Fig. 2.11, nous avons discuté de l'influence de la forme de l'impulsion. Dans cette dernière partie, nous allons, cette fois-ci, nous intéresser à l'effet de la durée des impulsions sur la formation du soliton. Une large gamme de durées d'impulsions a été testée expérimentalement allant de quelques dizaines de femtosecondes à quelques nanosecondes.

2.5.1 Impulsions femtosecondes

Les impulsions délivrées par le système laser femtoseconde (Laser *Coherent*, Fig. 2.6) ont une durée d'environ 60 fs et sont quasiment limitées par la transformée de Fourier, ce qui implique une largeur de spectre $\Delta\lambda \simeq 60$ nm. Avec des impulsions aussi courtes, nous n'avons pas pu propager de solitons même pour des faisceaux de largeur $w = 30$ μ m. Une faible autofocalisation a été observée pour les très fortes puissances. Dans ce cas, pour une puissance encore supérieure, au lieu de continuer à autofocaliser, le faisceau voit sa puissance diminuer rapidement par absorption non linéaire, ce qui empêche d'atteindre un régime proche de la propagation soliton.

Pour des impulsions très courtes, deux phénomènes physiques peuvent expliquer ces observations : le temps de réponse non linéaire du matériau et la dispersion chromatique.

- Dans l'AlGaAs, le mécanisme responsable de l'effet Kerr est associé à une réponse électronique non résonante des électrons de valence à une excitation électrique. Cela implique une réponse

extrêmement rapide qui peut être estimée par l'expression [26] :

$$\tau = \frac{2\pi a_0}{v} \quad (2.6)$$

où $a_0 \sim 90 \text{ \AA}$ est le rayon de Bohr de l'AlGaAs [130] et v est la vitesse électronique typique $v \sim c/137$. Ce calcul donne un temps de réponse $\tau \sim 25 \text{ fs}$ qui est un peu inférieur à la durée des impulsions directement en sortie du laser femtoseconde [110]. Un temps de réponse comparable à la durée des impulsions a pour effet de diminuer le coefficient non linéaire effectif n_2 vu par le faisceau lors de sa propagation, ce qui nécessite une puissance optique plus forte pour l'autofocalisation. Pour des impulsions courtes, du même ordre de grandeur que τ , il résulte donc une dépendance de la puissance soliton en fonction de la durée des impulsions.

- Par ailleurs, la dispersion chromatique de l'onde lors du passage dans le guide est également déterminante sur le comportement d'impulsions femtosecondes. En effet, ces impulsions courtes impliquent un spectre large, et dans notre matériau et aux longueurs d'onde considérées, la dispersion de la vitesse de groupe est normale et vaut environ 1100 ps/nm/km [152, 153]. En conséquence, les impulsions vont donc fortement s'étaler au cours de la propagation passant de 60 fs à près d' 1 ps après traversée d'un échantillon de 14 mm de long. Au cours de ce processus, la puissance crête du faisceau va énormément diminuer à cause de l'étalement de l'impulsion. Cette variation d'amplitude peut donc être assimilée à une absorption, ce qui implique là encore d'augmenter la puissance pour s'approcher du régime soliton.

Les deux effets temporels que sont la dispersion chromatique et le temps de réponse non linéaire peuvent entraîner une impossibilité de former un soliton alors que des impulsions plus longues conviennent [154]. Ainsi, dans nos expériences tentées avec des impulsions de durée 60 fs , la faible autofocalisation obtenue même avec des puissances fortes est sans aucun doute due à l'importance de ces effets, conjugués à la présence d'AMP.

Pour des impulsions de 300 fs , obtenues par passage du faisceau à travers deux prismes successifs (Fig. 2.6), ces deux effets deviennent moins critiques, mais restent des facteurs limitants, puisqu'en dépit d'une énergie suffisante, nous n'avons pas réussi à propager des solitons sur des distances supérieures à $5 L_D$. Toutefois, avec ces impulsions femtosecondes, aucun dommage matériel dû à une trop forte énergie n'a été observé même en présence de très fortes intensités ($\sim 20 \text{ nJ/impulsions}$ devant l'objectif de focalisation).

2.5.2 Impulsions picosecondes

Comme nous l'avons montré au paragraphe 2.2.2.2, contrairement au cas des impulsions femtosecondes, des solitons très étroits ont pu être obtenus avec le dispositif picoseconde. Les résultats de la Fig. 2.9 illustrent une propagation sur $17 L_D$, ce qui témoigne de la très grande stabilité de ces solitons. Pour ces impulsions picosecondes, la dispersion est cette fois-ci négligeable, et le temps de réponse de l'effet non linéaire peut être considéré comme instantané. Bien sur, pour les faisceaux étroits utilisés dans l'expérience ($w = 7 \text{ \mu m}$), l'intensité requise est importante (de l'ordre de 4 GW/cm^2), et une partie du faisceau est absorbé par AMP en début de propagation comme illustré Fig. 2.16). Toutefois, après une courte distance où l'amplitude diminue rapidement, le faisceau évolue ensuite de manière quasi-invariante. Le profil du faisceau obtenu en sortie de guide est cependant un peu plus large que celui injecté en entrée ; alors qu'avec des impulsions de 300 fs , un faisceau un peu plus étroit que celui présent en entrée avait pu être obtenu par autofocalisation (Fig. 2.7). Cette différence

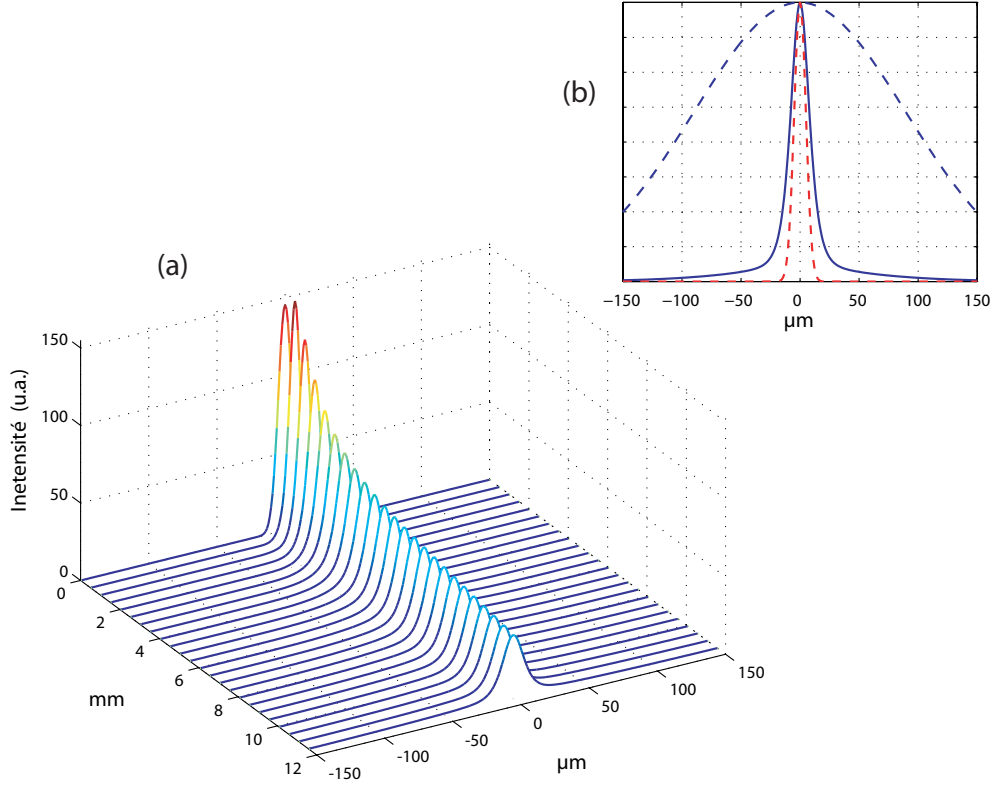


FIG. 2.16 : Simulations de l'autofocalisation sur $17L_D$ ($w = 7 \mu\text{m}$, $L = 12 \text{ mm}$ et $I = 4 \text{ GW/cm}^2$) en présence d'AMP (paramètres de la fig. 2.1 pour $\lambda = 1550 \text{ nm}$).

(a) Evolution du faisceau lors de la propagation (profils intégrés temporellement).

(b) Profils normalisés d'entrée (pointillés rouges) et de sortie en régime linéaire (pointillés bleus) et soliton (ligne bleue).

résulte donc principalement de la différence de taille du faisceau focalisé (c'est-à-dire des pertes par AMP compte tenu de la différence des I_s), mais peut aussi s'expliquer par un effet temporel.

En effet, pour ces durées d'impulsions, un nouvel effet peut devenir gênant : la photo-génération de porteurs de charges libres (électrons, trous) produits par l'AMP est susceptible de produire un effet défocalisant qui peut devenir important [155, 156]. Cet effet, dépendant du temps [157, 158], correspond à l'inclusion d'un nouveau terme dans NLSE (éq. 2.4) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{\alpha}{2} A + i \frac{2\pi}{\lambda} \left(\boxed{\sigma_n N} + n_2 |A|^2 \right) A \quad (2.7)$$

où la modification de l'indice de réfraction additionnelle due au passage d'électrons de la bande de conduction vers la bande de valence est donnée par : $\Delta n_p = \sigma_n N$, avec N la densité des porteurs, et $\sigma_n \simeq -7,4 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$ (dans l'AlGaAs et autour de $\lambda = 1550 \text{ nm}$) est le changement d'indice induit par paire électron/trou créée [156]. La densité des porteurs de charges créés par A2P et A3P est donnée par l'équation dynamique :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} + \frac{\alpha_2 I^2}{2\hbar\omega} + \frac{\alpha_3 I^3}{3\hbar\omega} \quad (2.8)$$

La durée de vie τ des électrons étant de l'ordre de la nanoseconde, le premier terme peut être négligé dans le cas d'impulsions picosecondes. Lors de la propagation d'une impulsion intense, l'AMP entraîne une baisse localisée de l'indice ce qui provoque une défocalisation du faisceau. Cet effet s'oppose donc à l'effet Kerr. L'éq. (2.8) montre que l'amplitude de l'effet dépend de la durée de l'impulsion.

Ainsi, pour une même intensité crête, cet effet cumulatif peut être négligeable pour les impulsions femtosecondes alors qu'il empêche toute propagation soliton pour des impulsions picosecondes.

En incluant ce nouveau terme dans nos simulations, il apparaît que la modification d'indice induite par les porteurs libres est totalement négligeable en régime femtoseconde, ainsi qu'en régime picoseconde pour des intensités faibles (*i.e.* pour des faisceaux larges, $w > 20 \mu\text{m}$). Par contre, pour des tailles de faisceau comparables à celles utilisées dans l'expérience, à la puissance requise pour le régime non linéaire, l'arrière de l'impulsion se scinde en deux sous l'effet de l'AMP et diffracte fortement à cause de l'effet des porteurs libres. Au final, le profil intégré est beaucoup plus large qu'en entrée. Expérimentalement, nous n'avons cependant pas observé cet effet puisqu'un régime soliton a été atteint. Deux raisons peuvent être invoquées : les coefficients d'AMP pour cet échantillon sont sans doute inférieurs à ceux estimés, et/ou le coefficient σ_n a été surestimé. Par ailleurs, Malendevich *et al.* ont rapporté une propagation de solitons Kerr dans l'AlGaAs sur $10 L_D$ [117], résultat obtenu également avec des impulsions de 20 ps.

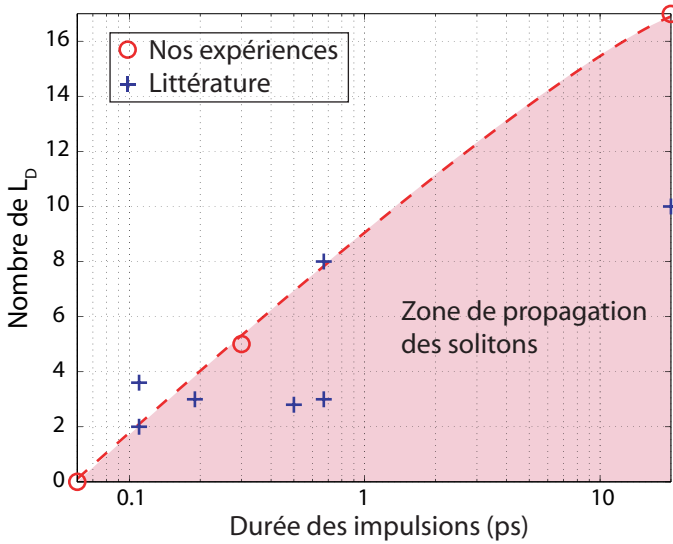


FIG. 2.17 : Longueurs de propagation soliton (en L_D) en fonction de la durée des impulsions dans l'AlGaAs. Comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature (Ref. [36, 111, 51, 113, 117, 115]).

Sur la Fig. 2.17, nous comparons les différentes expériences de propagation soliton rapportées dans la littérature pour l'AlGaAs (croix bleues) avec nos expériences (ronds rouges). Lors nos expérimentations, nous avons cherché le nombre limite de longueurs de diffraction sur lesquelles un faisceau autofocalisé pouvait se propager. Elles permettent ainsi de déterminer une courbe empirique donnant la limite actuelle à la propagation des solitons Kerr dans le semiconducteur AlGaAs en fonction de la durée des impulsions. Nos résultats expérimentaux sont en accord avec la littérature existante et cette figure confirme que le régime picoseconde est préférable au régime femtoseconde. Plus précisément, l'effet de la dispersion et du temps de réponse de la non-linéarité Kerr influencent de moins en moins la propagation tandis que la durée des impulsions augmente, ce qui permet d'obtenir une propagation soliton sur un plus grand nombre de L_D . Par ailleurs, la réalisation d'un soliton étroit, obtenue sur $17 L_D$, est très proche de la limite expérimentale (pour une distance de propagation de l'ordre du centimètre) puisque d'une part les AMP tendent alors à augmenter la taille du faisceau en sortie, et que d'autre part la puissance requise est proche du seuil de dommage du matériau. Nous avons, en effet, constaté que pour des intensités supérieures à l'intensité soliton, la face d'entrée du guide se détériore (blanchiment de la face d'entrée et baisse irréversible de la transmissivité du guide). Les effets de la défocalisation induite par les porteurs libres et par les dommages matériels vont inmanquablement faire basculer la courbe empirique du nombre de L_D dans l'autre sens si l'on augmente encore la durée des impulsions. Ceci va être confirmé par notre dernière ex-

périence en régime nanoseconde. La zone de propagation des solitons est donc délimitée par divers phénomènes physiques, et le moyen de l'agrandir passe par la réalisation d'échantillons de meilleure qualité pour augmenter la distance de propagation.

2.5.3 Impulsions nanosecondes

Pour finir, afin d'évaluer le comportement d'impulsions longues, nous avons injecté un faisceau provenant d'une diode laser (*Cobolt Tango*), émettant des impulsions de 2,5 ns à 1535 nm, de 5 μ J par impulsions, à une cadence de 3 kHz. Cependant, tous les essais ont été infructueux. En effet, même pour un faisceau faiblement focalisé, nous n'avons pu observer aucun phénomène d'autofocalisation car la face d'entrée du guide est très rapidement endommagée. Dans ces expériences, les puissances crêtes atteintes sont pourtant inférieures à celles utilisées dans les expériences en régime femtoseconde et picoseconde. L'effet responsable des dommages matériels dépend donc de l'énergie du faisceau et non de son intensité. Il est probable que pour ces impulsions longues, les effets thermiques deviennent importants. Par ailleurs, ces expériences auraient pu mettre en évidence une défocalisation induite par les porteurs de charge libres créée par l'AMP alors prédominante sur l'effet Kerr. Aucune propagation de soliton Kerr spatial n'a donc pu être réalisée en régime nanoseconde dans l'AlGaAs, et à ce jour aucune démonstration n'a jamais été rapportée par ailleurs.

2.6 Bilan

Durant les vingt dernières années, le semiconducteur AlGaAs a été utilisé dans de nombreuses expériences basées sur l'effet Kerr et a permis de démontrer de nouveaux concepts d'adressage tout optique [131]. Il est également largement employé pour étudier les solitons Kerr, aussi bien pour des études expérimentales que théoriques en spatial [125], mais également pour des solitons temporels [159]. Ses propriétés non linéaires font de lui, un matériau emblématique de l'esprit des recherches sur les solitons optiques : il possède des propriétés intéressantes en termes d'applications (effet non linéaire ultra-rapide aux longueurs d'onde des télécommunications), et dans le même temps, il a énormément contribué à la démonstration des propriétés fondamentales des solitons. Cela provient en grande partie des figures de mérites, optimales dans la fenêtre des télécommunications optiques, de ce matériau dont l'élaboration est bien maîtrisée.

Il manquait cependant une confrontation qualitative entre ces figures de mérites et la propagation soliton. Notre étude a montré que les absorptions multiphotoniques, bien que relativement faibles, ont un rôle prépondérant pour la propagation solitonique. Leurs implications sur l'autofocalisation vont bien au-delà, de la simple diminution de puissance en sortie de guide, et modifient de manière déterminante la forme spatiale et temporelle du faisceau. Ainsi nous avons montré que la récurrence des solitons d'ordres supérieurs est inhibée par la présence d'absorptions non linéaires. Nous avons également démontré que la comparaison de l'amplitude de l'AMP et celle de l'effet Kerr est indispensable pour expliquer le comportement en fonction de la longueur d'onde utilisée. Par ailleurs, le fait de travailler en régime impulsionnel modifie les profils spatiaux intégrés par la caméra par rapport à ceux du régime continu, mais surtout la durée des impulsions impose elle aussi des limites à l'autofocalisation. On peut cependant regretter que le manque de fiabilité du dispositif picoseconde, ainsi que le temps limité dont j'ai disposé pour utiliser le dispositif femtoseconde

me m'ont pas permis de réaliser des études plus quantitatives ou de considérer d'autres paramètres importants comme par exemple l'influence de la polarisation.

Au cours de ces études fondamentales, nous avons fait varier les paramètres de puissance, de longueur d'onde et de durée des impulsions, ce qui a permis de déterminer les limites de formation des solitons mettant également en évidence l'influence des AMP. En choisissant judicieusement ces paramètres, une propagation soliton très robuste peut être obtenue, et des fonctions d'adressage peuvent être réalisées. Nous les présentons au chapitre 4.

Chapitre 3

Étude du soliton brillant bidimensionnel photoréfractif dans le niobate de lithium

Ce chapitre présente l'étude d'un soliton d'un genre nouveau : le soliton photoréfractif brillant (2+1)D dans le niobate de lithium (LiNbO_3). Ce soliton spatial a la caractéristique d'exister dans un milieu où l'effet photovoltaïque (PV) conduit, par effet photoréfractif (PR), à la défocalisation d'un faisceau lumineux qui traverse le matériau. L'idée consiste à appliquer une tension électrique qui va induire un déplacement des charges libres photo-induites dans une direction opposée à celle du courant PV pouvant ainsi conduire à une autofocalisation du faisceau.

Après avoir présenté les principales propriétés optiques du niobate de lithium (LiNbO_3), ainsi que son implication dans la recherche sur les solitons PR, nous développons un modèle semi-analytique démontrant l'existence de solitons ainsi que ses principales caractéristiques. Les expériences qui suivent sont confrontées aux résultats théoriques. En particulier, nous nous intéressons à l'influence de la polarisation du champ optique et nous testons la qualité des guides inscrits utilisables aux longueurs d'onde du visible mais également dans l'infrarouge. Dans la dernière partie de ce chapitre, un modèle numérique de propagation de faisceaux prenant en compte la dynamique de mise en place de l'effet photoréfractif est ensuite développé. Le modèle décrit correctement les trajectoires complexes observées dans certaines conditions expérimentales particulières.

3.1 Propriétés et potentiel du LiNbO_3

3.1.1 Applications photoniques du LiNbO_3

Dans cette partie, nous présentons le niobate de lithium, actuellement l'un des matériaux les plus utilisés en optique intégrée. Cela tient à la combinaison de ses nombreuses propriétés et caractéristiques qui permettent d'adapter la réponse du matériau à la réalisation de divers composants photoniques [160] et à la possibilité de faire croître des cristaux aux excellentes qualités optiques.

3.1.1.1 Propriétés générales

Propriétés générales	
Point de fusion	$\sim 1260^\circ\text{C}$
Structure cristalline	trigonale, symétrie $3m$
Méthode de croissance	Czochralski, larges cristaux
Dureté	~ 5 Mohs
Stœchiométrie	non-stœchiométrique, $\sim 6\%$ de Li manquant
Ferroélectrique	dopage facile à de fortes concentrations température de Curie : $T_C = 1150^\circ\text{C}$ polarisation spontanée : $P_S(RT) \sim 96 \text{ C/m}^2$ domaines à 180°
Piézoélectrique	
Pyroélectrique	
Propriétés optiques	
Plage de transparence	Visible - proche IR : 350 nm à $5 \mu\text{m}$
Anisotropie optique	uniaxe, c -axis $n_o = 2,29$, $n_e = 2,20$ (à 633 nm) $n_o = 2,21$, $n_e = 2,14$ (à 1550 nm)
Homogénéité optique	$\Delta n \sim 5 \cdot 10^{-5}$
Constantes diélectriques	$\epsilon_{11} = 85$ $\epsilon_{33} = 29$
Effets optiques	acousto-optique électro-optique non-linéarité d'ordre 2 photovoltaïque dommage optique - photoréfractif

TAB. 3.1 : Résumé des principales propriétés des cristaux du LiNbO_3 .

Le LiNbO_3 , dans sa forme cristalline, est un matériau solide, chimiquement très stable à température ambiante, peu sensible à l'humidité, et suffisamment dur pour être manipulé facilement. La méthode la plus répandue pour faire croître ce cristal, inexistant à l'état naturel, est la méthode Czochralski, qui permet la fabrication de cristaux très homogènes de plusieurs kilogrammes, et ce à relativement faible coût. Ce matériau est ainsi particulièrement attractif pour des applications en optique spatiale et également en optique intégrée.

Un résumé de ses principales propriétés est présenté dans le tableau 3.1 [160, 161]. Notons plus particulièrement que :

- Ce matériau a des propriétés ferroélectriques en dessous de sa température de Curie de 1150°C , et possède donc une polarisation spontanée à température ambiante, ce qui est de toute première importance pour ses propriétés photoréfractives.
- La structure cristalline est trigonale de classe $3m$, ce qui le rend uniaxe. Les indices de réfraction ordinaire n_o et extraordinaire n_e excèdent 2 dans toute la plage de transparence du matériau, qui s'étend du visible (350 nm) jusqu'au proche infrarouge ($5 \mu\text{m}$).
- La structure cristalline ne présente pas de centre d'inversion, ce qui engendre d'importantes propriétés, comme par exemple l'effet électro-optique.

Dans la suite, nous présentons les principales propriétés à l'origine des applications photoniques du LiNbO_3 . Nous détaillerons en particulier l'effet électro-optique, l'effet photovoltaïque ainsi que l'effet photoréfractif qui sont les propriétés exploitées pour la réalisation de guides photo-induits par les solitons spatiaux étudiés.

3.1.1.2 Stœchiométrie des cristaux

Le diagramme de phase du système $\text{LiO}_2 - \text{Nb}_2\text{O}_5$ présente une région solide pour une composition proche de 50% de chaque constituant. Une solution liquide initiale comprenant 48,5% de Li, nommée congruente, permet une croissance du cristal avec exactement la même proportion de cations que la solution liquide, qui reste donc inchangée jusqu'à la fin de la procédure [162]. Cette composition a ainsi été celle historiquement préférée et reste la plus utilisée pour la recherche ou dans les applications. Une composition différente de la phase liquide donnera un cristal inhomogène dans la dimension de la croissance. Cependant, des travaux récents ont montré que des cristaux de LiNbO_3 de composition stœchiométrique (50% de Li et 50% de Nb) possèdent des coefficients électro-optiques [163] et non linéaires [164, 165] plus forts, ce qui a motivé la recherche de conditions de croissance adéquates [166, 167, 168, 169].

Dans un cristal congruent, les sites vacants, causés par le manque d'éléments lithium, sont partiellement occupés par des atomes de niobium. L'existence de ces défauts intrinsèques (*i.e.* non contrôlés) entraîne d'autres pour garantir la neutralité du cristal. Des impuretés sont ainsi présentes dans ces cristaux. Le dopage volontaire du matériau, qui peut modifier fortement ses propriétés, est un domaine d'étude très important. En fonction du type d'élément incorporé, le LiNbO_3 peut voir, par exemple, ses propriétés photoréfractives fortement diminuées ou augmentées [170]. Ainsi l'introduction du fer améliore les propriétés photoréfractives, alors que le manganèse annihile l'effet photoréfractif (*c.f.* § 3.1.1.6). Avec, l'inclusion d'impuretés actives, telles que l'erbium, le LiNbO_3 peut devenir un milieu actif qui permet notamment de réaliser des fonctions d'amplifications et des lasers intégrés émettant aux longueurs d'onde des télécommunications [171].

3.1.1.3 Effet acousto-optique

Le LiNbO_3 possède un effet acousto-optique relativement élevé [172]. Une onde acoustique peut être générée à partir d'une électrode transductrice utilisant l'effet piézoélectrique du LiNbO_3 . L'effet acousto-optique induit alors un réseau d'indice de réfraction. Une onde lumineuse se propageant sous incidence de Bragg sera ainsi diffractée par le réseau. Cet effet est utile pour réaliser des déflecteurs rapides, des scanners et des systèmes d'adressage [173]. Une conséquence du déplacement du réseau, tandis que l'onde acoustique se propage, est que l'onde défléchie subit un décalage de fréquence par effet Doppler proportionnel à celle de l'onde acoustique. Cette propriété est utilisée pour fabriquer des modulateurs et des régulateurs de fréquence.

3.1.1.4 Non-linéarité d'ordre deux

Étant non-centrosymétrique, le LiNbO_3 possède une non-linéarité d'ordre 2. Les coefficients non linéaires associés sont compétitifs par rapport aux autres matériaux utilisés pour la conversion de

fréquence [174], par exemple le KDP. Dans un cristal massif, la condition d'accord de phase, nécessaire pour atteindre une efficacité de conversion optimale, peut être réalisée en utilisant la biréfringence du matériau [175]. Cependant, la configuration qui permet d'exploiter le plus fort coefficient non linéaire est une configuration de quasi-accord de phase. Elle implique d'inverser périodiquement le signe de la non-linéarité. Le quasi-accord de phase est obtenu dans le LiNbO_3 par inversion périodique des domaines ferroélectriques (PPLN, pour *periodically poled lithium niobate*) par application d'un champ électrique périodique dont l'amplitude est supérieure à celle du champ coercitif du matériau (~ 20 kV/cm) [176]. C'est donc cette configuration qui est employée dans les systèmes de génération de second harmonique, dans des amplificateurs paramétriques optiques ou encore dans les composants de conversion de fréquence en configuration massive ou guidée basée sur le LiNbO_3 [160].

3.1.1.5 Effet électro-optique

L'effet électro-optique linéaire (ou effet Pockels), comme nous l'avons vu au cours du chapitre 1 (§ 1.2.2.1) correspond à une modification linéaire des indices associés à l'ellipsoïde des indices sous l'influence d'un champ électrique. Cette variation d'indice s'écrit sous la forme :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k \quad (3.1)$$

où E_k sont les composantes du champ électrique et r_{ijk} représente les éléments du tenseur électro-optique. L'éq. (3.1) conduit à l'aide d'un développement limité, car les variations d'indices induites sont faibles, à l'éq. (1.17) : $\Delta n_{ij} = -1/2 n_0^3 \sum_k r_{ijk} E_k$.

Les éléments non-nuls et indépendants du tenseur sont déterminés par la symétrie du cristal, soit pour le LiNbO_3 :

$$r_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

avec la contraction des indices ij : $11 \rightarrow 1$, $22 \rightarrow 2$, $33 \rightarrow 3$, $23 : 32 \rightarrow 4$, $31 : 13 \rightarrow 5$, $12 : 21 \rightarrow 6$.

Les valeurs des r_{ijk} pour un champ électrique continu et à la longueur d'onde de 633 nm sont : $r_{13} = 10$ pm/V, $r_{33} = 32,2$ pm/V, $r_{22} = 6,7$ pm/V et $r_{51} = 32,6$ pm/V [160].

Dans le cas d'un champ appliqué le long de l'axe de symétrie du cristal (axe **c**), les axes principaux restent inchangés, les valeurs des indices extraordinaire et ordinaire sont modifiées respectivement conformément aux formules :

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_3 \quad (3.3)$$

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_3 \quad (3.4)$$

Le LiNbO_3 possède des coefficients électro-optiques dont l'amplitude est similaire à d'autres matériaux, comme le KDP, mais substantiellement inférieure à ce qui a été rapporté dans d'autres matériaux, comme le BaTiO_3 ou encore dans le ferroélectrique SBN [64]. Ces coefficients électro-optiques

sont néanmoins suffisants pour beaucoup d'applications. Ainsi, des tensions de commande relativement faibles (quelques volts pour des composants d'optique intégrée) permettent à un champ électrique de contrôler la propagation de la lumière. Depuis plusieurs décennies, il existe des systèmes commerciaux electro-optiques tels que les modulateurs rapides utilisés dans les télécommunications optiques [177]. Les développements récents permettent d'atteindre des fréquences de modulation supérieures à 40 Gb/s [178]. Par ailleurs, on trouve aujourd'hui de nombreux composants en optique intégrée sur LiNbO₃, tels que des commutateurs, des coupleurs, des interféromètres (Mach-Zender) exploitant les propriétés électro-optiques de ce matériau [179].

3.1.1.6 Effet photovoltaïque

L'effet photovoltaïque (PV) consiste en la présence d'un courant ou d'une tension électrique photo-induit [180]. Cette caractéristique est rendue possible grâce à l'absence de symétrie de la maille cristalline ferroélectrique du LiNbO₃, ce qui entraîne le déplacement de porteurs libres dans une direction privilégiée sous l'influence d'un éclairage externe. Le courant induit par l'effet PV, \mathbf{J}_{pv} , est proportionnel à l'intensité I et à la quantité d'électrons pouvant être photo-générés à partir d'un centre donneur profond présent à l'état d'impureté (c.f. § 1.2.2). Le courant est ainsi décrit par la relation [180] :

$$[J_{pv}]_i = (N_D - N_D^+) \sum_{jk} [\beta_{pv}]_{ijk} I \mathbf{e}_j \mathbf{e}_k^* \quad (3.5)$$

\mathbf{e}_j et \mathbf{e}_k^* sont les vecteurs unitaires de polarisation de la lumière, et $[\beta_{pv}]_{ijk}$ est le tenseur photovoltaïque. Pour le LiNbO₃, compte tenu des symétries du cristal, les composantes non nulles de ce tenseur sont [181] :

$$[\beta_{pv}]_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{15} & -\beta_{22} \\ -\beta_{22} & \beta_{22} & 0 & \beta_{15} & 0 & 0 \\ \beta_{31} & \beta_{31} & \beta_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

avec les mêmes règles de contraction d'indice que pour r_{ijk} , mais cette fois-ci sur les indices jk .

On constate que le courant PV \mathbf{J}_{pv} dépend donc de la polarisation lumineuse. Pour un faisceau lumineux dont la composante du champ électrique a pour amplitude $\mathbf{A} = A\mathbf{e}$ (telle que $I = |A|^2$) polarisé linéairement selon l'un des axes principaux ($\mathbf{e} = \mathbf{e}_1$ ou \mathbf{e}_2 ou encore \mathbf{e}_3) on aura donc différentes expressions pour \mathbf{J}_{pv} :

$\mathbf{A} = A\mathbf{e}_1$	$\mathbf{A} = A\mathbf{e}_2$	$\mathbf{A} = A\mathbf{e}_3 \parallel \mathbf{c}$
$\mathbf{J} = (N_D - N_D^+) \begin{pmatrix} 0 \\ -\beta_{22}I \\ \beta_{31}I \end{pmatrix}$	$\mathbf{J} = (N_D - N_D^+) \begin{pmatrix} 0 \\ \beta_{22}I \\ \beta_{31}I \end{pmatrix}$	$\mathbf{J} = (N_D - N_D^+) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \beta_{33}I \end{pmatrix}$

Les valeurs des coefficients dépendent des spécificités du cristal telles que les impuretés impliquées, et peuvent être, de plus, dépendantes de l'intensité lumineuse. Nous ne donnerons donc pas ici de valeurs numériques, d'autant plus que nous utiliserons des cristaux congruents, pour lesquels les impuretés ne sont pas introduites par dopage volontaire, ce qui implique que la concentration peut varier d'un échantillon à l'autre. On peut toutefois mentionner le fait que généralement $\beta_{31} \approx \beta_{33} \approx 10\beta_{22}$ [160]¹, ce qui justifie que la plupart du temps, le courant PV soit considéré comme étant dirigé à \mathbf{c} et peu dépendant de la polarisation ($\beta_{pv} \approx \beta_{31} \approx \beta_{33}$, c.f. éq. 1.12 : $\mathbf{J}_{\text{pv}} = \beta_{pv}(N_D - N_D^+)I\mathbf{c}$).

1. Cependant, nos expériences parviennent à mettre en évidence la différence de valeur entre β_{31} et β_{33} comme nous le verrons au § 3.3.

Dans le niobate de lithium, l'effet PV seul n'est pas utilisé pour des applications. Pour des raisons de coût et d'efficacité, il n'est pas réaliste d'envisager la fabrication de panneaux solaires PV à base de LiNbO_3 . Cependant, l'effet PV du LiNbO_3 a des conséquences importantes pour la réponse photoréfractive du matériau. C'est d'ailleurs cet effet qui est à l'origine de la découverte de l'effet photoréfractif (PR) dans les années 60 [60].

3.1.1.7 Effet photoréfractif

L'effet photoréfractif (PR) est bien évidemment de toute première importance pour notre étude portant sur les solitons spatiaux PR dans le LiNbO_3 , mais l'intérêt de cette propriété physique ne se limite pas à la génération de solitons. En effet, la modification d'indice induite par une illumination inhomogène offre bien d'autres possibilités [182, 183, 184].

Pourtant au départ, cet effet apparaît plus comme un problème qui perturbe l'homogénéité des cristaux et il a donc été qualifié de « dommage optique » [60, 63]. La modification d'indice survenant au passage du faisceau, même pour des intensités relativement faibles, induit, en effet, une déformation du faisceau, appelée *beam fanning*. Par la suite, il a été découvert que pour faire disparaître cet effet il est possible d'augmenter la température du matériau² ou de le doper [185]. Ainsi, on peut augmenter significativement le seuil de dommage optique par l'ajout, de magnésium [186] ou encore de zinc [187], ce qui est la conséquence d'une forte diminution de l'effet PR³. Les applications non linéaires utilisant la non-linéarité d'ordre 2 deviennent ainsi plus aisées par augmentation du seuil de dommage optique à quelques GW/cm^2 . Au contraire, pour augmenter la photoréfractivité du matériau, les impuretés utilisables sont le fer, le cuivre ou encore le manganèse. Le dopage au fer étant de loin le plus utilisé [188, 183]. Ces éléments forment un centre situé à l'intérieur de la bande interdite du LiNbO_3 , appelé centre profond.

L'effet PR peut servir à élaborer des composants optiques, comme des réseaux de Bragg [189], en créant une distribution périodique de l'indice de réfraction. Il peut d'autre part être utilisé pour la réalisation de mémoires optiques [190, 191]. Dans ce cas, l'enregistrement holographique se fait en éclairant le cristal avec une figure d'illumination produite par interférence entre une onde référence et un faisceau signal contenant l'information spatiale à mémoriser. Le principal intérêt de ces mémoires, est la possibilité d'enregistrer une grande quantité d'hologrammes sur le même support et ceci dans tout le volume du cristal. En modifiant les paramètres du réseau, comme la longueur d'onde d'écriture de chaque hologramme, les réseaux peuvent ensuite être lus indépendamment les uns des autres en utilisant la bonne longueur d'onde. Ceci est possible car l'effet photoréfractif fonctionne dans une grande gamme de longueurs d'onde, souvent dans tout le domaine visible. Une illumination homogène du matériau permet éventuellement d'effacer les informations écrites. Dans le cas du LiNbO_3 , il est également possible de figer les hologrammes obtenus en utilisant un cycle thermique particulier lors de l'enregistrement [188].

2. Dans ce cas le déplacement des charges (équ. (1.12)) n'est plus dominé par le courant photovoltaïque, mais par l'excitation thermique d'où une distribution isotrope de charges libres qui empêchent l'apparition d'un champ de charge d'espace.

3. Le dopage d'un matériau ne modifie pas seulement la réponse photoréfractive, mais également d'autres propriétés physiques du LiNbO_3 .

3.1.1.8 Guides d'onde de surface

Les applications en optique intégrée précédemment citées n'auraient pas pu être possible sans la mise au point de méthodes de création de guides d'onde à la surface des échantillons [160]. La principale méthode consiste à doper la région proche de la surface du matériau. Le guide peut être créé sur toute la surface, constituant alors un guide plan, ou seulement sur une zone limitée afin de donner naissance à un confinement bidimensionnel comme dans le cas d'un guide ruban, que ce soit sur un substrat congruent ou sur du PPLN. La diffusion de titane à haute température ($\sim 1100^\circ\text{C}$) permet d'obtenir des modifications d'indice de l'ordre de 10^{-3} , avec une profondeur de guide de quelques microns [192]. Une autre méthode consiste à effectuer un échange protonique à partir d'un bain d'acide benzoïque qui permet de remplacer des ions Li^+ par des ions H^+ [193]. Après ce traitement une forte augmentation de l'indice extraordinaire est obtenue ($\sim 0,1$) alors que l'indice ordinaire est diminué ($\sim -0,04$). Seule une onde polarisée extraordinairement pourra donc être guidée. Une combinaison des deux techniques peut parfois être utilisée. Une diffusion de zinc peut aussi être envisagée pour réaliser des guides, ce dopant ayant de plus l'avantage d'augmenter dans le même temps le seuil de dommage optique [194]. Enfin, l'implantation ionique, largement employée pour d'autres matériaux, peut aussi s'appliquer au cas LiNbO_3 [195].

Un point important à signaler est que les techniques de réalisation des guides d'onde employées en optique intégrée ne permettent de réaliser que des guides à la surface du matériau. Cette remarque ne se limite pas au cas du LiNbO_3 , elle est également valable pour l'ensemble des technologies standards de l'optique intégrée. Les composants issus de ces processus sont donc essentiellement localisés sur un plan ce qui limite les interactions envisageables. Une des principales motivations « appliquées » des travaux sur les solitons spatiaux dans le LiNbO_3 est de rendre possible l'accès à la 3^{ème} dimension. En effet, les solitons formés donnent naissance à des guides bidimensionnels pouvant être créés n'importe où au cœur du substrat. Un autre avantage des guides photo-induites en général est qu'ils sont reconfigurables, car ils peuvent être modifiés ou effacés puis réécrits par un éclairage adapté [196, 197].

Nous avons vu que le LiNbO_3 est l'un des matériaux les plus versatiles pour les applications photoniques que ce soit dans des systèmes massifs ou en configuration guidée⁴. Mais qu'en est-il de son potentiel pour la propagation soliton ?

3.1.2 Potentialités du LiNbO_3 pour la propagation soliton

3.1.2.1 Matériaux adaptés pour la génération de solitons photoréfractifs

Lors du chapitre précédent (§ 2.1.1), nous avons vu que peu de matériaux étaient couramment employés pour la propagation de solitons spatiaux Kerr. Dans le cas des solitons PR, les matériaux, nécessairement photoconducteurs et électro-optiques, sont généralement des cristaux inorganiques non-centrosymétriques [19]. A la suite des découvertes des solitons écrans démontrés dans des cristaux de SBN (§ 1.2.2.2), plusieurs matériaux ont par la suite été testés. Ainsi, des matériaux ferroélectriques (tels que le SBN, le BaTiO_3 et le KbO_3), des sillenites (BSO et BGO) ou encore des semiconducteurs (InP) [68] ont permis l'autofocalisation de faisceaux. Des polymères PR commencent à être

4. « *Lithium Niobate can be considered as a Decathlon Winner, it is not the best material for a particular photonic application but could be among the best considered in general* » [160].

utilisés pour la propagation de solitons [198]. Par ailleurs, à la différence des solitons Kerr, dans un même matériau la modification d'indice photoréfractive peut-être soit défocalisante soit focalisante, suivant le sens du champ électrique appliqué. Des solitons brillants, noirs ou vortex sont ainsi obtenus indifféremment dans un même matériau et à une même longueur d'onde [66, 199]. Ceci est bien entendu valable surtout pour les cristaux non photovoltaïques, puisque dans cette situation il y a un sens de déplacement des charges privilégiées, donc une absence de contrôle du signe de la non-linéarité. Nous aurons largement l'occasion d'en reparler au cours de ce chapitre.

Cependant, on peut noter que le seul matériau couramment employé pour les travaux sur les solitons PR sous champ appliqué est le SBN [68], en raison de forts coefficients électro-optiques ($r_{33} = 1340$ pm/V, $r_{13} = 70$ pm/V) et d'un temps de réponse PR court de l'ordre de la minute. Ce matériau n'est cependant pas disponible avec une aussi bonne qualité optique que le LiNbO_3 , et sa faible température de Curie (de l'ordre de 30 à 75 °C suivant la stoechiométrie choisie) le rend difficilement utilisable pour des applications. Le SBN ne convient donc pas en dehors des démonstrations de laboratoire.

Pour notre étude des solitons PR, notre choix s'est tourné vers le LiNbO_3 . Ce choix suit la même logique que pour les solitons Kerr dans AlGaAs : à savoir, la sélection d'un matériau permettant d'envisager une intégration future avec des composants existants de l'optique intégrée et la disponibilité de la technologie éprouvée associée au matériau. Le choix de l' AlGaAs était évident puisque c'est le matériau, de ceux utilisés pour la propagation des solitons spatiaux Kerr, pouvant facilement être associé à des composants actifs et passifs conduisant à une intégration sur un même substrat de GaAs ; et ceci avec la possibilité de former des solitons Kerr exploitant la bonne figure de mérite de AlGaAs . Le choix du LiNbO_3 est moins évident à ce stade de notre étude, car bien que son potentiel applicatif ne soit pas à démontrer, son potentiel comme support d'une propagation soliton PR reste à prouver dans le cas des solitons brillants.

3.1.2.2 LiNbO_3 et solitons : état de l'art

Une recherche bibliographique portant sur les mots clés « LiNbO_3 » et « soliton », fait ressortir différents thèmes de recherches :

- Le LiNbO_3 peut être le support de la propagation d'une onde de surface de type soliton acoustique [200].
- La recherche sur les solitons temporels a tiré profit des propriétés du LiNbO_3 pour générer des impulsions temporelles aptes à se propager en régime soliton dans les fibres ; le but étant de réaliser des lignes de transmissions complètes à base de solitons temporels. Le LiNbO_3 a ainsi permis la réalisation de sources solitons : que ce soit en utilisant les modulateurs électro-optiques pour le blocage de mode [201], avec du PPLN utilisé pour la réalisation de sources solitons doublées en fréquence [202], ou bien encore de cavités laser réalisées avec du LiNbO_3 dopé Erbium [203]. Dans ce dernier cas, la source émettant des solitons temporels permet un degré d'intégration supplémentaire par rapport aux lasers fibrés.
- La recherche sur les solitons quadratiques a largement utilisé les propriétés non linéaires du LiNbO_3 : il fut le support de la première démonstration expérimentale d'un soliton quadratique dans un guide plan [204], il permit également une mise en évidence expérimentale de l'interaction de deux solitons quadratiques [205]. Par la suite, l'emploi du PPLN permet de diminuer les puissances requises à l'établissement d'un soliton quadratique [206, 207].

- Le dernier axe de recherche concerne les solitons PR que nous détaillons dans le paragraphe suivant.

Ce rapide listing des liens entre solitons et niobate de lithium témoigne encore une fois de la versatilité de ce matériau, décidément incontournable.

3.1.2.3 LiNbO_3 et solitons photoréfractifs

Solitons noirs

En 1995, c'est-à-dire une année avant que le LiNbO_3 ne soit employé pour propager des solitons quadratiques, ce matériau était utilisé pour la première démonstration expérimentale d'un soliton spatial photovoltaïque [75], donc sans champ électrique appliqué. Dans le LiNbO_3 , en l'absence de champ appliqué, l'effet PR résulte en une baisse de l'indice de réfraction dans les zones éclairées, ce qui provoque la défocalisation des faisceaux lumineux. Cette caractéristique en fait un milieu propice à la formation de solitons noirs ou de solitons vortex. La première démonstration correspondait précisément à un soliton noir (1+1)D réalisé à la longueur d'onde de 488 nm⁵. Le guide plan qui est généré, suite à la formation de ce soliton planaire, fut utilisé pour guider un faisceau à 514 nm. L'année suivante, une jonction Y unidimensionnelle était démontrée grâce à la génération d'une paire de solitons [209]. Le LiNbO_3 offre également la possibilité de photo-induire des guides bidimensionnels (2-D) [210]⁶, ou encore de former des vortex [211, 212]. A cette même fin, la propagation de solitons noirs a été réalisée dans un guide plan [213, 208, 214]. Les récents travaux sur la propagation dans les structures périodiques non linéaires ont également mis à profit les propriétés du LiNbO_3 . Ainsi, des solitons de « gap » ont été démontrés tirant avantage de l'effet photoréfractif défocalisant [215, 216].

Solitons brillants

Jusqu'en 2004, les seuls solitons observés dans le LiNbO_3 étaient donc les solitons PR mais dénommés solitons photovoltaïques. Les solitons brillants constituent pourtant un moyen plus aisé pour induire des guides 2-D. En effet, ceux-ci sont plus faciles à mettre en œuvre et sont moins susceptibles de se disloquer par instabilité de modulation que les solitons noirs, à cause de l'étendue spatiale de ces derniers. Pour la même raison, l'inscription séquentielle de plusieurs guides dans un même milieu est beaucoup plus aisée à l'aide d'un soliton brillant. La formation de solitons brillants est donc bien plus intéressante d'un point de vue applicatif. L'effet défocalisant présent dans le LiNbO_3 est lié au sens du champ de charge d'espace induit, \mathbf{E}_{pv} , sous l'influence du courant PV. Celui-ci produit une diminution de l'indice de réfraction par effet électro-optique. Il est naturel de penser qu'un champ appliqué \mathbf{E}_0 de sens opposé et supérieur à \mathbf{E}_{pv} peut entraîner les charges dans une direction opposée et conduira donc à une modification d'indice opposée, c'est-à-dire à une augmentation de l'indice dans les zones éclairées par rapport aux zones sombres. Cette idée a été exploitée récemment par Fazio *et al.* pour démontrer la formation d'un soliton brillant (2+1)D dans le LiNbO_3 [217]. Les potentialités de ces solitons brillants ont rapidement été exploitées pour vérifier de nouveaux concepts tels que la robustesse du soliton vis-à-vis d'une double réflexion totale [218]. Ces

5. Ici la configuration (1+1)D ne correspond pas à la propagation d'un soliton dans un guide plan, mais à la propagation auto-focalisée d'une bande (sombre), conduisant à la création d'un guide plan. Une instabilité transverse peut cependant survenir si la non-linéarité induite est trop importante : par exemple dans du $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ en régime établi [208].

6. Mais pas vraiment circulaires, car ils étaient formés à partir de l'intersection de deux bandes sombres, intersection où la lumière était absente.

travaux précurseurs, fruits de collaborations internationales, ont impliqué l'équipe d'Optique Non Linéaire du Département d'Optique de Besançon et sont à l'origine de mon intérêt pour ces solitons. La suite de ce chapitre présente notre contribution à ce thème de recherche.

3.2 Démonstration théorique de l'existence du soliton brillant écran-PV

Avant de présenter des résultats expérimentaux, il apparaît important d'établir les conditions d'existence théorique d'un soliton brillant dans le LiNbO₃. Comme indiqué précédemment, le champ caractéristique de l'effet PV \mathbf{E}_{pv} conduisant à un effet PR défocalisant dans le LiNbO₃, on peut anticiper qu'un champ appliqué \mathbf{E}_0 plus grand que \mathbf{E}_{pv} , et de sens opposé, pourrait permettre l'obtention de solitons brillants. Nous appellerons ces solitons sous champ appliqué dans un milieu photovoltaïque : *solitons écrans-photovoltaïques*, soit solitons écrans-PV. Les études théoriques de Keqing *et al.*, traitant de tels solitons [219, 220, 221, 222], suggèrent cette idée, mais ne traitent cependant que le cas du soliton noir dans un milieu PV défocalisant ou d'un soliton brillant dans un milieu autofocalisant, c'est-à-dire lorsque \mathbf{E}_0 est dans le même sens que \mathbf{E}_{pv} . Par ailleurs, leurs études ne considèrent que le régime établi. Or, comme nous le démontrons dans ce qui suit, l'étude temporelle est importante dans le cas qui nous intéresse (\mathbf{E}_0 et \mathbf{E}_{pv} de sens opposé) car le régime établi n'est pas toujours le plus favorable, notamment pour la génération de guides.

Une solution différente de celle que nous suggérons été proposée par Anastassiou *et al.* dans le but de former des solitons brillants dans le LiNbO₃. Elle consiste en l'ajout d'un fond continu intense de polarisation perpendiculaire au faisceau soliton [223]. L'éclairement de fond étant polarisé dans la direction correspondant au coefficient PV β_{pv} le plus grand, une forte diminution d'indice survient, et cette baisse de l'indice est plus forte qu'à l'endroit du faisceau soliton, d'où un effet autofocalisant. Expérimentalement, un effet focalisant a ainsi été démontré, mais d'amplitude insuffisante pour propager un soliton. Cette idée a été reprise tout récemment [224], mais cette fois avec un fond continu à une longueur d'onde différente de celle du faisceau soliton.

Les solitons que nous cherchons à réaliser sont des solitons (2+1)D, les trois dimensions spatiales doivent donc être prises en compte, c'est-à-dire les deux dimensions transverses et la dimension de la propagation du faisceau. Expérimentalement, nous nous limitons au cas, le plus favorable, où le champ appliqué est parallèle à l'axe \mathbf{c} (direction, notée x par la suite). Notons par ailleurs, que le champ PV est également dirigé suivant ce même axe (car $\beta_{31} \approx \beta_{33} \gg \beta_{22}$, *c.f.* § 3.1.1.6)). Le champ de charge d'espace \mathbf{E} qui s'établit, par effet PR, dans le matériau est ainsi quasiment parallèle à \mathbf{c} même pour un faisceau 2-D. Dans notre modèle, nous considérons donc un déplacement de charge par effet PR dans une seule direction. Même avec cette hypothèse, seule une solution purement numérique est envisageable pour modéliser la propagation (2+1)D. Nous faisons ici le choix d'une modélisation semi-analytique, plus facile à mettre en œuvre qui n'est donc satisfaisante que pour les solitons (1+1)D. Les résultats peuvent toutefois être partiellement étendus au cas des solitons (2+1)D. Les travaux de Zozulya *et al.* [81, 82] montrent que si une modélisation plus fine est utilisée, alors l'autofocalisation donne naissance à un faisceau légèrement elliptique. Remarquons par ailleurs que les traitements théoriques (2+1)D publiés pour des configurations plus simples (champ PV seul ou champ appliqué seul) ne permettent pas d'expliquer correctement la propagation solitonique (2+1)D observée expérimentalement. Par contre, ils permettent de prévoir l'anisotropie des guides photo-induits.

L'étude théorique que nous menons ici permet, en premier lieu, de démontrer l'existence de ces

solitons particuliers qui se forment en présence d'un champ appliqué et de l'effet PV. De plus, comme nous le verrons, notre modèle décrit de façon satisfaisante le comportement observé lors des expériences.

3.2.1 Expression temporelle du champ de charge d'espace

Afin de comprendre la dynamique de formation des solitons, notre modèle prend en compte l'aspect temporel de la mise en place du champ de charge d'espace.

3.2.1.1 Établissement de l'équation différentielle

Comme expliqué précédemment, notre modèle considère une seule dimension transverse pour modéliser le champ de charge d'espace. Cette dimension x est parallèle à l'axe \mathbf{c} du cristal, direction du courant PV et du champ électrique appliqué \mathbf{E}_0 . Le système de Kukhtarev, présenté lors du premier chapitre (§ 1.2.2) se réécrit :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta - sI)(N_D - N_D^+) - \gamma N N_D^+ \quad (3.7)$$

$$J = e\mu NE + k_B T \mu \frac{\partial N}{\partial x} + \beta_{pv}(N_D - N_D^+)I \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3.10)$$

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - N) \quad (3.11)$$

La dérivée spatiale de la densité de courant J , déterminée par l'éq. (3.8), et la dérivée temporelle de la densité de charge, déterminée à partir de l'éq. (3.9), sont opposées l'une de l'autre d'après l'éq. (3.10). Ces trois équations se combinent donc pour aboutir à une équation différentielle liant le champ de charge d'espace E à l'intensité lumineuse I et à la densité d'électrons libres N [70, 225] :

$$-\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} = e\mu \frac{\partial (NE)}{\partial x} + \mu k_B T \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \beta_{pv} \frac{\partial}{\partial x} ((N_D - N_D^+)I) \quad (3.12)$$

Nous nous intéressons ici à la dynamique de formation du champ de charge E , cependant, le temps de création des charges libres est négligé devant le temps nécessaire à la mise en place du champ de charge d'espace. On peut alors considérer le régime établi de l'éq. (3.7). Par ailleurs, dans un matériau PR typique comme le LiNbO_3 , la concentration des charges libres, qui est due aux électrons libres, est très faible par rapport à la concentration d'accepteurs N_A et de donneurs N_D (N_D ou $N_A \gg N$ et $N_D^+ \gg N$), ce qui permet de négliger N dans l'éq. (3.11) [72] et d'en déduire les densités des charges :

$$N_D^+ = N_A \left(1 + \frac{\epsilon}{e N_A} \frac{\partial E}{\partial x} \right) \quad (3.13)$$

$$N = \frac{s}{\gamma N_A} (I + I_d) \left[N_D - N_A \left(1 + \frac{\epsilon}{e N_A} \frac{\partial E}{\partial x} \right) \right] \left(1 + \frac{\epsilon}{e N_A} \frac{\partial E}{\partial x} \right)^{-1} \quad (3.14)$$

avec I_d l'intensité d'obscurité, définie par $I_d = \beta/s$. Généralement le terme sans dimension $(\epsilon/eN_A)(\partial E/\partial x)$ est nettement inférieur à l'unité de fait des faibles variations spatiales de l'intensité $I(x, z)$ suivant x et d'une valeur forte de N_A . Dans un premier temps, nous négligerons donc ce terme afin d'obtenir une expression analytique de E , ce qui permet de tracer les courbes d'existence des solitons. Cependant, le cristal de LiNbO₃ que l'on utilise expérimentalement n'est pas intentionnellement dopé. En conséquence, la concentration d'accepteurs N_A y est plus faible que celle des matériaux PR utilisés habituellement. L'influence de ce terme peut donc être augmentée. Dans une partie plus avancée de notre travail, l'influence de ce terme sera pris en compte (§ 3.4.1.2).

Nous négligeons donc le terme $(\epsilon/eN_A)(\partial E/\partial x)$, et les éq. (3.13) et (3.14) se réécrivent :

$$N_D^+ = N_A \quad (3.15)$$

$$N = \frac{s(N_D - N_A)}{\gamma N_A} (I + I_d) \quad (3.16)$$

En remplaçant la concentration d'électrons libres N par son expression (eq. (3.16)) dans l'éq. (3.12), on obtient après intégration suivant x :

$$-\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = e\mu \frac{s}{\gamma N_A} (N_D - N_A) (I + I_d) E + \mu k_B T \frac{s}{\gamma N_A} (N_D - N_A) \frac{\partial I}{\partial x} + \beta_{pv} (N_D - N_A) I + Cte_1 \quad (3.17)$$

Cte_1 étant la constante d'intégration. Nous introduisons à présent le temps de relaxation diélectrique du matériau T_d :

$$T_d = \frac{\epsilon}{e\mu} \frac{\gamma N_A}{s I_d (N_D - N_A)} \quad (3.18)$$

et les expressions généralisées $E_g = E + E_{pv}$ et $I_g = I + I_d$, avec E_{pv} le champ caractéristique associé à l'effet photovoltaïque :

$$E_{pv} = \frac{\beta_{pv} \gamma N_A}{e\mu s} \quad (3.19)$$

L'éq. (3.17) se réécrit alors :

$$T_d I_d \frac{\partial E_g}{\partial t} + I_g E_g + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial I_g}{\partial x} = Cte_2 \quad (3.20)$$

La démarche présentée ci-dessus permettant d'aboutir à cette équation différentielle est similaire aux développements réalisés dans le cas de configurations plus simples [70, 225]. Nous continuerons d'utiliser le même cheminement, cependant à partir d'ici, nos calculs se différencient des travaux déjà publiés puisque nous cherchons les solutions correspondant à un milieu photovoltaïque et en même temps sous influence d'un champ appliqué continu E_0 .

Nous cherchons à présent à déterminer la valeur de la constante d'intégration qui dépend de nos conditions aux limites particulières. C'est-à-dire, pour un soliton brillant, quand $x \rightarrow \pm\infty$, l'intensité $I \rightarrow 0$ et le champ de charge $E \rightarrow E_0$ (car nous considérons un cristal beaucoup plus large que le soliton). En conséquence, l'éq. (3.20) donne $Cte_2 = I_d(E_0 + E_{pv})$. L'évolution du champ de charge d'espace dépendant du temps est finalement donné par l'équation différentielle :

$$T_d I_d \frac{\partial E_g}{\partial t} + I_g E_g + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial I_g}{\partial x} = I_d (E_0 + E_{pv}) \quad (3.21)$$

3.2.1.2 Résolution de l'équation différentielle

Si on considère que I varie lentement en fonction du temps, et avec la condition initiale $E(x, t = 0) = E_0$, la résolution de l'éq. (3.21) donne [70] :

$$E(x, t) = \left[\frac{(E_0 + E_{pv})I}{I + I_d} - \frac{k_B T}{e(I + I_d)} \frac{\partial I}{\partial x} \right] \left[\exp\left(-\frac{I + I_d}{T_d I_d} t\right) - 1 \right] + E_0 \quad (3.22)$$

On peut alors également exprimer la solution stationnaire atteinte lorsque $t \rightarrow +\infty$:

$$E(x) = \frac{I_d}{I + I_d} E_0 - \frac{I}{I + I_d} E_{pv} + \frac{k_B T}{e(I + I_d)} \frac{\partial I}{\partial x} \quad (3.23)$$

Cette solution, correspondant au régime établi, est similaire à celle donnée dans la ref. [219].

Dans un premier temps, nous négligeons l'effet de la diffusion donné par le terme proportionnel à la température. Ce terme introduit une légère composante asymétrique dans l'expression de E , ce qui induit une faible déviation du faisceau (*self-bending*) [226]. L'éq. (3.22) se réécrit donc :

$$E(x, t) = (E_0 + E_{pv}) \frac{I}{I + I_d} \left[\exp\left(-\frac{I + I_d}{T_d I_d} t\right) - 1 \right] + E_0 \quad (3.24)$$

Nous avons maintenant une équation qui nous donne l'évolution du champ électrique (donc de la distribution d'indice) pour une distribution d'intensité donnée.

3.2.2 Equation de propagation

Nous cherchons maintenant les conditions pour que la propagation soliton soit possible c'est-à-dire pour que le faisceau se propage en gardant un profil transverse constant. Il s'agit de solutions dont l'amplitude du champ est de la forme :

$$\mathbf{A} \equiv A(x, z) \mathbf{e} = \sqrt{r I_d} u(x) e^{i\Gamma z} \mathbf{e} \quad (3.25)$$

où r est le rapport entre le maximum d'intensité et I_d , u le profil normalisé du soliton qui dépend seulement de x , Γ la constante de propagation du soliton, et \mathbf{e} le vecteur unitaire définissant la polarisation du faisceau. On se limite au cas où le faisceau est polarisé suivant un axe principal du cristal, de sorte qu'il ne soit pas influencé par la biréfringence du matériau, on a donc soit $\mathbf{e} = \mathbf{e}_e = \mathbf{c}$ (i.e. $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$, polarisation extraordinaire), soit $\mathbf{e} = \mathbf{e}_o$ (i.e. $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$, polarisation ordinaire).

Dans le premier chapitre, nous avons présenté l'équation de propagation (2+1)D (eq. (1.18)) qui est ici réécrite pour le cas (1+1)D :

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} = i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n A \quad (3.26)$$

Rappelons que $k = 2\pi n_0 / \lambda$ est le vecteur d'onde dans le milieu dont l'indice de réfraction moyen est n_0 . La distribution d'indice induite par effet électro-optique est donnée par $\Delta n = -1/2 n_0^3 r_{eff} E$, c'est-à-dire soit par l'éq. (3.3) si $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$, soit par l'éq. (3.4) si $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$.

Nous introduisons à présent les paramètres sans dimensions $\xi = x/d$ où $d = (|k^2 n_0^2 r_{eff} E_0|)^{-1/2}$, $\tau = t/T_d$ et $\alpha = E_{pv}/E_0$. La convention est prise d'un champ appliqué \mathbf{E}_0 dans le même sens que \mathbf{c} . L'équation de propagation (3.26) combinée avec l'éq. (3.24) donne :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} = (\gamma + 1)u + (1 + \alpha) \frac{r u^3}{1 + r u^2} \left(e^{-(1+ru^2)\tau} - 1 \right) \quad (3.27)$$

avec $\gamma = 2k\Gamma d^2$.

3.2.3 Solution de l'équation de propagation : le soliton écran-PV

L'éq. (3.27) est de la forme :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= F(u) \\ \Leftrightarrow 2 \frac{d^2 u}{dx^2} \frac{du}{dx} &= 2F(u) \frac{du}{dx} \\ \int 2 \frac{d^2 u}{dx^2} \frac{du}{dx} dx &= 2 \int F(u) \frac{du}{dx} dx \\ \left(\frac{du}{dx} \right)^2 &= 2 \int F(u) du\end{aligned}$$

Dans notre cas, l'intégrale de l'éq. (3.27) est obtenue à partir de l'intégrale de $F(u)$ qui est calculée numériquement. Ainsi, on obtient :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 = (\gamma - \alpha) u^2 + \frac{1 + \alpha}{r} \left[\ln(1 + r u^2) - \frac{e^{-(1+ru^2)\tau}}{\tau} - E_i^{\{-(1+ru^2)\tau\}} \right] + Cte_3 \quad (3.28)$$

où $E_i^{\{y\}} = \int_{-y}^{+\infty} \frac{e^{-y}}{y} dy$ est la fonction intégrale exponentielle.

Les conditions aux limites permettent de déterminer les constantes γ et Cte_3 . Dans le cas d'un soliton brillant on a en $x = 0$: $u_0 = 1$, $du_0/d\xi = 0$, et en $x \rightarrow \pm\infty$: $u_\infty = 0$ et $du_\infty/d\xi = 0$, ce qui conduit au système :

$$\gamma = \alpha + \frac{1 + \alpha}{r} \left[-\ln(1 + r) + \frac{1}{\tau} (-e^{-\tau} + e^{-(1+r)\tau}) - E_i^{\{-\tau\}} + E_i^{\{-(1+r)\tau\}} \right] \quad (3.29)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 = (\gamma - \alpha) u^2 + \frac{1 + \alpha}{r} \left[\ln(1 + r u^2) + \frac{1}{\tau} (e^{-\tau} - e^{-(1+ru^2)\tau}) + E_i^{\{-\tau\}} - E_i^{\{-(1+ru^2)\tau\}} \right] \quad (3.30)$$

Soit finalement, en remplaçant γ par son expression (eq. (3.29)) dans l'éq. (3.30) :

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 &= \frac{1 + \alpha}{r} \left[-u^2 \ln(1 + r) + \ln(1 + r u^2) \right. \\ &\quad + \frac{1}{\tau} \left((1 - u^2) e^{-\tau} + u^2 e^{-(1+r)\tau} - e^{-(1+ru^2)\tau} \right) \\ &\quad \left. + (1 - u^2) E_i^{\{-\tau\}} + u^2 E_i^{\{-(1+r)\tau\}} - E_i^{\{-(1+ru^2)\tau\}} \right] \quad (3.31)\end{aligned}$$

Cette équation a été obtenue, avec les conditions aux limites propres aux solitons brillants. Elle diffère de l'équation à utiliser pour les solitons noirs (milieu défocalisant). L'équation correspondant au cas des solitons noirs pourrait cependant être établie de façon tout à fait similaire.

Pour un temps τ donné, l'équation (3.31) peut être résolue numériquement, à condition bien entendu que $\alpha > -1$ (soit $E_0 + E_{pv} > 0$), ce qui revient à dire que le milieu est focalisant. Par exemple, les profils solitons en intensité et ceux du champ de charge d'espace, obtenus avec $\alpha = -7/8$ et pour $r \gg 1$, sont représentés pour différents instants τ sur la Fig. (3.1). Le profil recherché de soliton brillant y est bien mis en évidence. Au début du processus, un soliton brillant large est obtenu en raison de la très faible variation d'indice qui, rappelons-le, est proportionnelle au champ E (mais de signe opposé dans le LiNbO₃). Puis, tandis que le champ se creuse pour donner un guidage plus fort, la taille

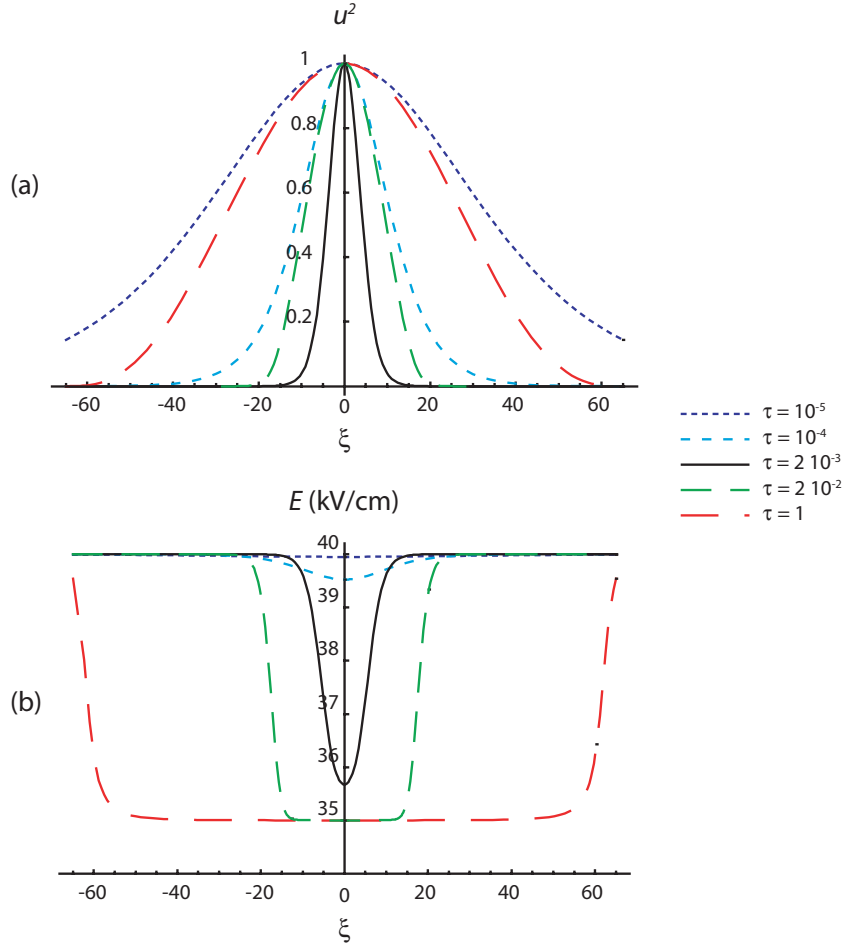


FIG. 3.1 : (a) Profils solitons (intensités normalisées) et (b) champs de charge d'espace correspondants pour différents temps d'exposition. $E_0 = 40$ kV/cm, $E_{pv} = -35$ kV/cm, $r=1000$ soit $I_{max} \gg I_d$.

du soliton diminue jusqu'à atteindre une largeur minimale (courbe en trait plein). Par la suite, au centre du faisceau, le champ de charge atteint la valeur de saturation, correspondant à $|E_{pv}|$, et le guide photo-induit s'élargit, ce qui explique que le faisceau s'élargisse lui-même de nouveau. Cette dynamique temporelle correspond au comportement attendu pour des solitons PR [70]. La Fig 3.2 qui donne l'évolution temporelle de la taille du soliton pour différents champs E_{pv} rapporte ce comportement. Notons, avant d'aller plus loin, que ces courbes d'existence théoriques sont construites à partir de l'hypothèse d'un soliton existant à chaque instant. Elles ne peuvent être utilisées que qualitativement pour prédire la mise en place de l'autofocalisation d'un faisceau de taille donné à l'entrée de l'échantillon. Dans le cas d'un faisceau de taille initiales fixe, ces calculs permettent de déterminer de manière rigoureuse quelles sont les conditions requises pour l'obtention du soliton.

Comme on pouvait s'en douter, compte tenu de la forme de l'éq. (3.31), la Fig. 3.2 indique que le temps de formation du soliton en régime transitoire (correspondant à la largeur minimale atteinte, dénommé soliton quasi-établi), ou celui du soliton en régime établi, ne dépend pas des valeurs des champs E_0 et E_{pv} . Cependant, dans le cas représenté où r est fixé et où les valeurs de E_0 et E_{pv} varient, à un instant τ donné, plus $E_0 + E_{pv}$ est faible, plus le soliton correspondant sera large. Ainsi pour un faisceau de taille fixée en entrée d'échantillon, le temps nécessaire pour compenser la diffraction sera d'autant plus grand que la différence entre $|E_0|$ et $|E_{pv}|$ sera faible, bien que le temps nécessaire pour

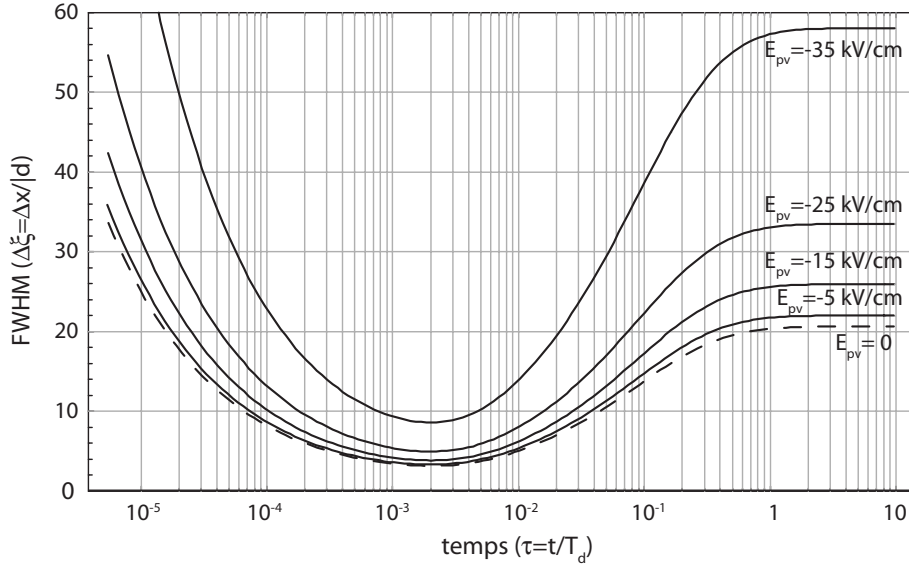


FIG. 3.2 : Courbes d'existence du soliton écran-PV pour un champ appliqué $E_0 = 40$ kV/cm et pour différents champs photovoltaïques E_{pv} , avec $r = 1000$. $\Delta\xi = \Delta x/d$ où $d = (|k^2 n_0^2 r_{eff} E_0|)^{-1/2}$.

atteindre le régime établi soit constant. Cette dynamique temporelle peut expliquer que Fazio *et al.* aient observé un temps de formation plus long lorsqu'ils diminuaient E_0 [217].

Les effets antagonistes de E_0 et E_{pv} conduisent ainsi à la création d'un soliton plus large que dans le cas où le champ de charge d'espace est du au seul effet autofocalisant de E_0 . Ceci est vrai quelque soit l'instant considéré comme le montre la Fig (3.2). Par exemple, pour $E_0 = 40$ kV/cm, en passant de $E_{pv} = 0$ à $E_{pv} = -35$ kV/cm, les tailles des faisceaux solitons sont quasiment multipliées par 3 quelques soit τ . Le paramètre clé est le champ « utile » $E_0 + E_{pv}$ vu par le faisceau. Ainsi, dans un milieu où $E_{pv} = -35$ kV/cm⁷, pour réaliser des solitons de tailles identiques à celles qui seraient obtenues avec $E_0 = 40$ kV/cm dans d'un milieu où l'effet PV serait absent, il faut augmenter E_0 jusqu'à 75 kV/cm. Avec des paramètres proches de nos expériences, où $E_0 = 40$ kV/cm, si $E_{pv} = -35$ kV/cm, en régime établi la largeur du soliton (FWHM) atteint 106 μm (avec $r = 1000$), alors qu'en régime quasi-établi la taille du soliton n'est que de 16 μm . Pratiquement si l'on cherche à piéger un faisceau de quelques microns de large dans un tel matériau, le régime quasi-établi apparaît donc comme le choix préférentiel.

Regardons maintenant le comportement si l'on fait varier le rapport $r = I_{max}/I_d$. La taille d'un soliton PR est d'une manière générale dépendante de l'intensité lumineuse [227, 70, 228]. Ce constat est également valable dans le cas du soliton écran-PV comme le montre la Fig. 3.3. Elle rapporte les courbes d'existence du soliton écran-PV pour différentes valeurs de r (Fig. 3.3(a)), ainsi que l'évolution de la taille des solitons quasi-établis et établis en fonction de l'intensité (Fig. 3.3(b)). Le temps de formation du soliton quasi-établi est inversement proportionnel à r , de la même façon que cela a été démontré pour les solitons PV [225]. La Fig. 3.3(b) montre qu'il est possible de diminuer la taille du soliton en régime établi en abaissant r jusqu'à une valeur proche de 2,4. En reprenant les paramètres du LiNbO₃, toujours avec $E_0 = 40$ kV/cm et $E_{pv} = -35$ kV/cm, la taille minimale du soliton en régime établi est alors abaissée à 18 μm , au lieu des 106 μm obtenus pour $r = 1000$. L'utilisation d'une intensité aussi faible que I_d à température ambiante dans le LiNbO₃ (de l'ordre de quelques $\mu\text{W}/\text{cm}^2$) semble

7. Valeur réaliste, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant (§ 3.3).

exclu car le temps de réponse est alors rédhibitoirement long. L'utilisation d'un éclairage de fond afin d'augmenter la valeur de I_d , comme cela a été fait pour un soliton écran dans SBN [226, 80] est également applicable à notre étude. Une autre solution peut consister à augmenter la température de l'échantillon afin de générer des électrons libres ce qui permet d'élever I_d .

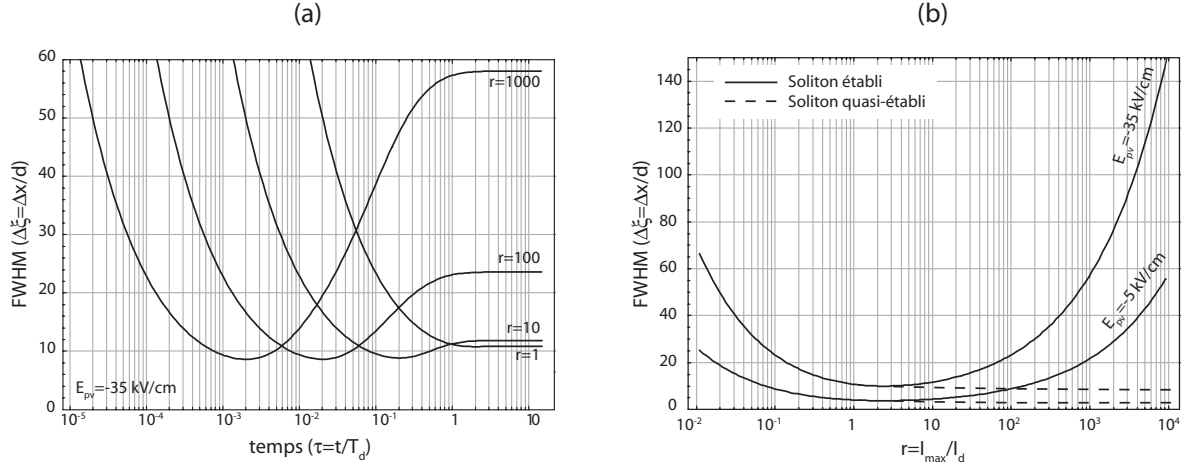


FIG. 3.3 : Étude de l'influence de r . (a) Courbes d'existence du soliton avec $E_0 = 40$ kV/cm et $E_{pv} = -35$ kV/cm pour $r = 1, 10, 100$ puis 1000 . (b) Évolution de la taille du soliton en fonction de r en régime établi et en régime quasi-établi, avec $E_0 = 40$ kV/cm et $E_{pv} = -5$ kV/cm puis $E_{pv} = -35$ kV/cm.

Comme nous venons de le voir, la taille du soliton transitoire et celle du soliton en régime établi dépendent de la valeur de E_{pv} . Une étude plus précise de la taille du soliton quasi-établi en fonction de E_{pv} est présentée sur la Fig. 3.4. Ainsi, mesurer la taille du soliton revient à mesurer la valeur de E_{pv} qui rappelons-le peut varier fortement d'un échantillon à l'autre et n'est donc jamais connue a priori. Comme nous allons le voir dans notre démonstration expérimentale de ce soliton écran-PV, il est possible de déterminer simplement l'amplitude de E_{pv} .

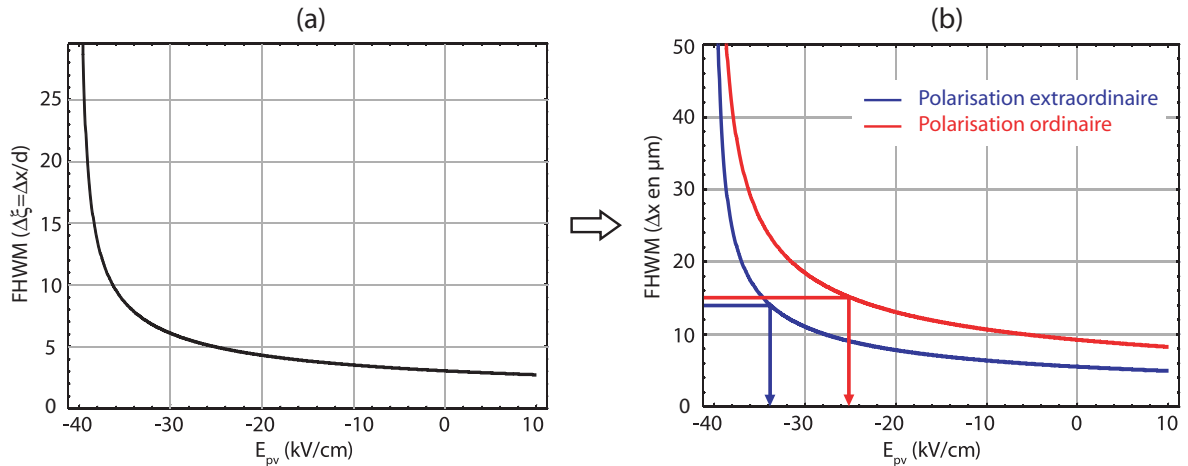


FIG. 3.4 : Taille minimale du soliton en régime établi obtenue pour un champ appliqué $E_0 = 40$ kV/cm en fonction du champ photovoltaïque E_{pv} (pour $I \gg I_d$). (a) Taille normalisée par rapport à $d = (|k^2 n_0^2 r_{eff} E_0|)^{-1/2}$, (b) Taille en microns pour les polarisations extraordinaire et ordinaire avec les paramètres du LiNbO_3 , à la longueur d'onde de 633 nm ($n_e = 2,20$ et $r_{33} = 32,2$ pm/V; $n_o = 2,29$ et $r_{13} = 10$ pm/V).

En conclusion, un soliton écran-PV très confiné peut être formé aisément en régime quasi-établi. Dans ce cas, sa formation est d'autant plus rapide que l'intensité utilisée est forte. Sa largeur ne dépend que de la valeur du champ utile $|E_0| - |E_{pv}|$. Cette étude théorique fait déjà apparaître que ce soliton obtenu en régime transitoire est un moyen aisé de générer des guides au cœur du matériau. Seul un contrôle du temps d'exposition est nécessaire pour générer un guide optimisé. Par contre, pour pouvoir former un soliton de faible largeur qui subsiste en régime établi il faut alors travailler avec un rapport $r = I_{max}/I_d$ proche de 2, ce qui implique des contraintes expérimentales supplémentaires.

3.3 Démonstration expérimentale du soliton brillant écran-PV dans le LiNbO_3

L'étude théorique menée au paragraphe précédent permet de justifier l'existence d'un soliton écran-PV brillant dans un matériau tel que le LiNbO_3 , au moins dans le cas (1+1)D. Nous présentons ici les résultats expérimentaux qui confirment la validité de la modélisation précédente. Nous commençons par montrer la dynamique de focalisation qui prouve qu'un régime soliton peut être atteint. Puis, nous cherchons à mieux le caractériser en apportant des informations supplémentaires sur les propriétés de ces solitons récemment découverts [217]. En particulier, nous nous intéressons à l'influence de la polarisation du champ optique et nous testons la qualité des guides formés pour différentes longueurs d'onde.

3.3.1 Dispositif expérimental

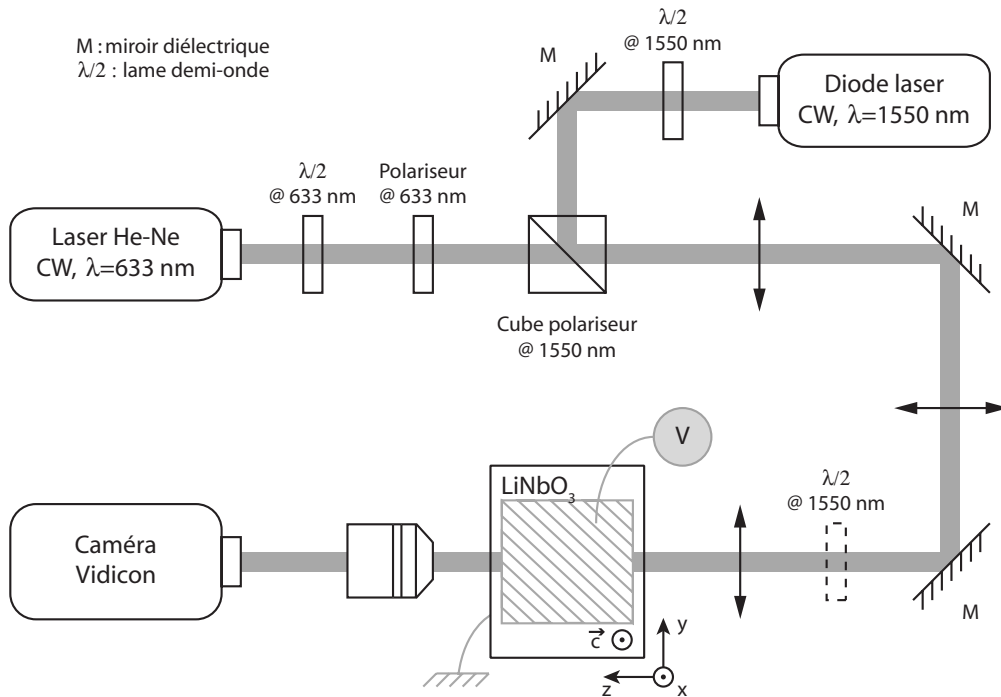


FIG. 3.5 : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude des solitons écrans-PV.

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la Fig. 3.5. Le faisceau soliton provient d'un laser He-Ne, émettant un faisceau continu d'une puissance de 1 mW à la longueur d'onde de 633 nm. La puissance du faisceau est ajustée grâce à l'association d'une lame demi-onde et d'un polariseur. Ce dernier permet par ailleurs de choisir la polarisation du faisceau incident sur l'échantillon de LiNbO_3 congruent de qualité photonique. Le faisceau est mis en forme par un jeu de lentilles pour obtenir un diamètre de faisceau focalisé sur la face d'entrée du cristal de $16 \mu\text{m}$ (FWHM). La propagation dans le cristal s'effectue sur 7 mm, soit environ $7 L_D$ (déf. 1.8). En fonction de l'objectif de microscope placé derrière l'échantillon, il est possible d'imager sur une caméra vidicon, soit la face d'entrée, soit celle de sortie. Une tension continue $V = E_0/L$ ($L = 1 \text{ mm}$ est l'épaisseur de l'échantillon) est appliquée, suivant \mathbf{c} , à l'aide d'électrodes déposées sur les faces du cristal et reliées à une alimentation haute tension. La polarisation du champ optique, d'intensité $I = |A|^2$, pourra quand à elle être soit extraordinaire, c'est-à-dire parallèle à l'axe \mathbf{c} ($\mathbf{A} \equiv \mathbf{A} \mathbf{x} \parallel \mathbf{c}$) ; soit ordinaire, c'est-à-dire perpendiculaire à l'axe \mathbf{c} ($\mathbf{A} \equiv \mathbf{A} \mathbf{y} \perp \mathbf{c}$). Nous nous intéressons tout particulièrement à la dynamique de formation des solitons, sans chercher à obtenir le régime établi. En conséquence, aucun éclairage de fond n'est utilisé dans nos expériences. Nous verrons que ces conditions expérimentales permettent de photo-induire des guides efficaces. Dans ce but, le faisceau provenant d'une diode laser CW émettant à 1550 nm, permet de tester les caractéristiques des guides d'ondes induits par le soliton à la longueur d'onde de 633 nm.

3.3.2 Formation d'un soliton brillant 2-D dans le LiNbO_3

3.3.2.1 En polarisation extraordinaire

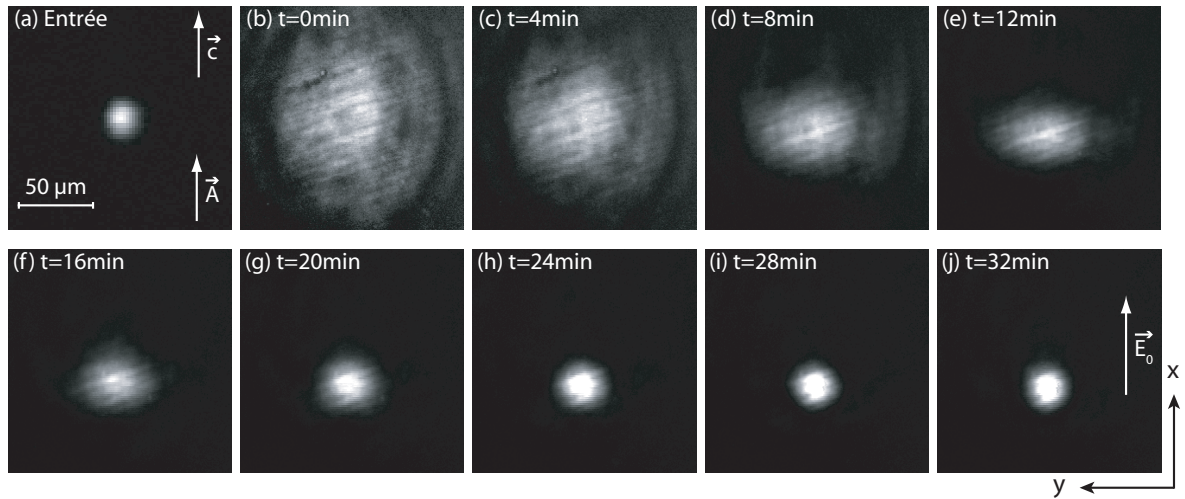


FIG. 3.6 : *Dynamique d'autofocalisation avec un faisceau polarisé extraordinairement. (a) Image de la distribution d'intensité sur la face d'entrée de l'échantillon. (b à j) Evolution du faisceau à la sortie du cristal avec $E_0 = 40 \text{ kV/cm}$ et $P = 400 \mu\text{W}$.*

Les résultats expérimentaux, présentés sur la Fig. 3.6, montrent un cas typique de formation d'autofocalisation dans le LiNbO_3 . Dans cette expérience, un faisceau rouge à 633 nm, d'une puissance de $400 \mu\text{W}$ et polarisé suivant \mathbf{c} ($\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$), est focalisé sur la face d'entrée de l'échantillon (Fig. 3.6(a)) donnant une tâche lumineuse de $16 \mu\text{m}$ de diamètre. Ce faisceau diffracte en début d'expérience, c'est-à-dire avant l'application de E_0 , en accord avec les 7 longueurs de diffraction théoriques de notre échan-

tillon. On observe alors un diamètre de $100\ \mu\text{m}$ environ en sortie (Fig 3.6(b)).

Lorsqu'on applique un champ électrique de $40\ \text{kV/cm}$, le faisceau commence à focaliser. L'autofocalisation est d'abord plus marquée dans la direction x du champ appliqué. Puis après plusieurs minutes d'exposition, une focalisation dans les deux directions transverses apparaît nettement (Fig 3.6(f)). Par la suite, le faisceau en sortie d'échantillon devient circulaire et sa taille est proche de celle de l'entrée (Fig 3.6(j)). Notons qu'en fonction de l'amplitude de E_0 , une légère ellipticité du faisceau de sortie peut subsister [217]. Lorsque la taille du faisceau autofocalisé est similaire à celle en entrée, la propagation du faisceau est de type soliton.

Dans les conditions expérimentales présentes ($E_0 = 40\ \text{kV/cm}$ et absence d'éclairement de fond), le processus continue d'évoluer, mais cette fois beaucoup plus lentement que dans la phase initiale. Suivant x , la taille du faisceau diminue encore un peu, alors que selon y elle a tendance à s'élargir de nouveau. Son ellipticité est donc devenue plus forte. Après 72 min, le faisceau a une largeur minimale de $14\ \mu\text{m}$ selon l'axe x et un diamètre de $25\ \mu\text{m}$ selon y . Ainsi, pour obtenir un faisceau dont la propagation est la plus invariante possible, il est préférable, pour notre échantillon de niobate et dans ces conditions de puissance lumineuse et de tension électrique, de couper l'alimentation haute tension après environ 30 min d'exposition. Il convient également d'abaisser, en même temps, l'intensité du faisceau ce qui nous place dans des conditions où aucune variation n'est visible pour des temps d'observation de plusieurs heures.

3.3.2.2 En polarisation ordinaire

Une seconde expérience est réalisée dans les mêmes conditions que précédemment. Le seul paramètre que l'on a modifié est la polarisation du faisceau que l'on a tournée de 90° , le faisceau est maintenant polarisé ordinairement ($\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$). Dans ces conditions, la dynamique montrant l'autofocalisation progressive du faisceau est présentée sur la Fig. 3.7.

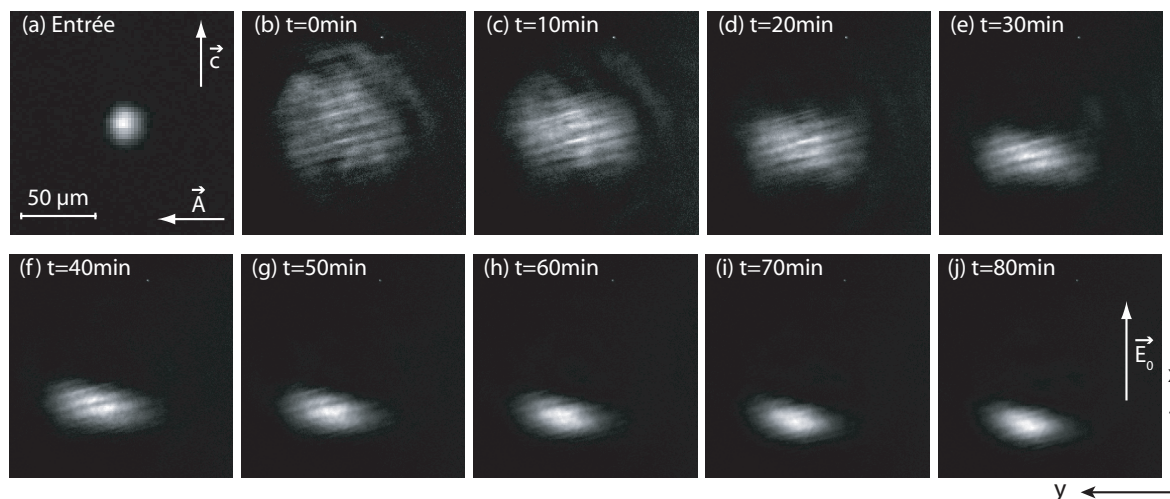


FIG. 3.7 : Dynamique d'autofocalisation d'un faisceau polarisé ordinairement. (a) Image de la distribution d'intensité sur la face d'entrée de l'échantillon. (b à j) Evolution du faisceau à la sortie du cristal avec $E_0 = 40\ \text{kV/cm}$ et $P = 400\ \mu\text{W}$.

Comme précédemment, la focalisation démarre selon l'axe x (Fig. 3.7(c) à (f)), et apparaît par

la suite dans la direction y . Nous constatons tout d'abord que pour cette configuration, la vitesse d'autofocalisation est plus lente. Par ailleurs, même en maintenant la tension continue appliquée suffisamment longtemps, le faisceau conserve un profil elliptique avec une largeur plus importante suivant y ($\text{FWHM}_y = 30 \mu\text{m}$) que la taille de $16 \mu\text{m}$ à l'entrée du cristal. Suivant x , l'autofocalisation est par contre très proche de celle obtenue avec une polarisation extraordinaire.

Une autre différence constatée est une inclinaison du faisceau focalisé et le décalage du centre du faisceau focalisé qui s'est déplacé par rapport au centre du faisceau diffracté (déplacement sur la gauche des images de la Fig. 3.7). Ce comportement reproductible a été observé pour chacune des expériences menées avec cette polarisation.

3.3.2.3 Interprétation des résultats

Nous constatons tout d'abord que notre modèle 1-D prédit qualitativement la dynamique de focalisation observée expérimentalement. En effet, nos expériences montrent une autofocalisation progressive jusqu'à l'obtention d'un confinement fort du faisceau, puis le processus se poursuit par un élargissement du faisceau. Ceci correspond bien aux prédictions lorsque $r = I_{\text{max}}/I_d \gg 1$. Rappelons que la valeur de I_d dans nos échantillons en l'absence d'éclairement est de l'ordre de quelques $\mu\text{W}/\text{cm}^2$, alors que l'intensité maximale du faisceau I_{max} soliton est de $140 \text{ W}/\text{cm}^2$. Nous sommes donc en régime où $r \gg 1$. De plus qualitativement la taille obtenue lorsque le régime soliton est atteint est tout à fait comparable avec les prédictions. Nous exploiterons plus loin ces grandeurs.

Par contre, la différence de focalisation entre les deux dimensions transverses x et y du faisceau 2-D, observée dans les deux cas, que ce soit au niveau de la vitesse d'établissement ou de la taille finale obtenue ne peut s'expliquer que par un modèle théorique (2+1)D. Ces observations sur le caractère elliptique avait déjà été observées par Fazio *et al.* [217]. Les travaux théoriques 2-D de Zozulya *et al.* [81] montrent que la distribution d'indice induite par l'effet photoréfractif n'est pas la même suivant x et y . En particulier, on peut noter que le profil d'indice dans la direction x est plus profond que dans la direction perpendiculaire. En conséquence, on peut s'attendre à une autofocalisation plus efficace suivant x . Ceci est illustré, Fig. 3.8, par un exemple de profils d'indice typiques induits par des solitons (2+1)D dans un milieu PR [230]. Ces profils sont calculés à partir d'une expression analytique

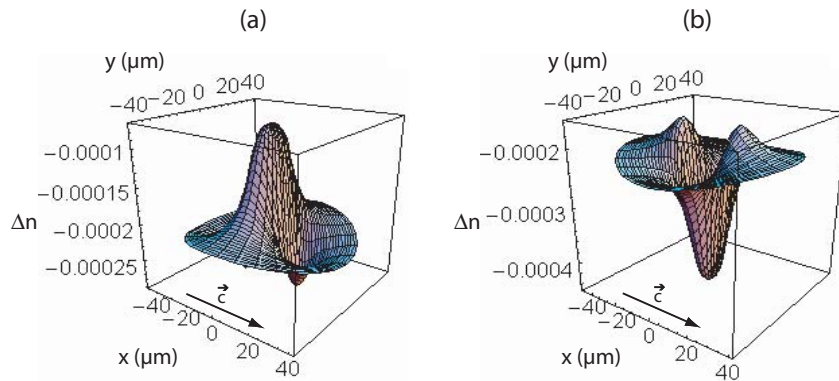


FIG. 3.8 : Profils d'indice typiques induits par un soliton de $15 \mu\text{m}$ (FWHM) dans un milieu PR. Ces profils sont calculés à partir d'une expression analytique du champ de charge d'espace valide dans le cas où $r \sim 1$ [229]. (a) Effet focalisant. (b) Effet défocalisant. D'après [230].

simple qui reproduit néanmoins fidèlement le champ de charge PR sous champ appliqué en régime établi dans le cas où $r \sim 1$ [229].

La dépendance du temps de focalisation en fonction de la polarisation choisie est la conséquence d'un effet électro-optique plus faible en polarisation ordinaire. En effet, si $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$, la modification d'indice induite est donnée par l'éq. (3.3) ($\Delta n = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E$), alors que si $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$ elle est donnée par l'éq. (3.4) ($\Delta n = -\frac{1}{2}n_o^3 r_{13} E$). Or, comme $n_e^3 r_{33} \approx 3n_o^3 r_{13}$, pour obtenir un piégeage équivalent pour les deux polarisations, il faudra générer un champ de charge d'espace utile 3 fois plus fort avec une polarisation ordinaire qu'avec l'autre polarisation. En d'autre terme, à champ appliqué E_0 identique, il faut donc approximativement 3 fois plus de temps pour accumuler suffisamment de charges pour obtenir un profil d'indice identique à celui de la polarisation extraordinaire. Nous constatons, expérimentalement, que le temps nécessaire pour atteindre une focalisation forte avec $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$ est moins de 3 fois plus long qu'avec $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$. Une première raison de cet écart constaté vient sans doute du fait que l'amplitude champ de charge d'espace en polarisation ordinaire sature et ne donne pas au final une variation d'indice aussi forte qu'en polarisation extraordinaire. Donc, le champ de charge d'espace plus fort n'arrive pas à compenser totalement la faiblesse du coefficient r_{13} .

Par ailleurs, la comparaison des courbes théoriques tracées sur la Fig. 3.4 et de nos résultats expérimentaux nous permet d'extraire des paramètres concernant l'effet PV. La taille minimale obtenue expérimentalement pour les 2 polarisations selon x ($(\text{FWHM}_x)_e = 14 \mu\text{m}$ et $(\text{FWHM}_x)_o = 15 \mu\text{m}$) nous permet d'estimer la valeur de E_{pv} pour chacune des polarisations : $(E_{pv})_e = -34 \pm 1 \text{ kV/cm}$ et $(E_{pv})_o = -25 \pm 2 \text{ kV/cm}$. En passant d'une polarisation dirigée selon x à une polarisation suivant y , le courant photovoltaïque J_x dans la direction de \mathbf{c} est dans le premier cas proportionnel à β_{33} et dans le second cas proportionnel à β_{31} (§ 3.1.1.6), β étant le seul élément dépendant de la polarisation lumineuse dans l'expression de J_x . Nos expériences constituent donc une technique de détermination de l'effet PV. Ainsi, nous pouvons déduire un rapport entre ces deux coefficients PV $\beta_{33}/\beta_{31} = 1,36$ en accord avec les valeurs publiées dans la littérature [180, 160, 231]. Ainsi, en polarisation ordinaire l'effet electro-optique plus faible devrait déboucher sur une amplitude de la modification d'indice induite plus faible, mais cela est compensé partiellement par une augmentation de l'amplitude du champ de charge d'espace utile à l'autofocalisation qui est proportionnel à $|E_0| - |E_{pv}|$, l'amplitude de E_{pv} étant ici plus faible. D'où l'obtention au final de tailles de faisceaux focalisées très comparables, selon x , pour les deux polarisations, et une dynamique plus rapide avec la polarisation extraordinaire.

Par contre, pour la polarisation ordinaire, l'autofocalisation suivant y est moins efficace que pour la polarisation extraordinaire. Une autre différence observée entre les deux expériences est l'inclinaison du faisceau qui survient en polarisation ordinaire. Ces différences traduisent sans doute une manifestation de la composante du courant photovoltaïque J_y proportionnelle à la composante β_{22} du tenseur photovoltaïque qui, bien que faible, existe pour un faisceau $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$ (c.f. § 3.1.1.6). Avec la polarisation ordinaire, il existe donc une composante du courant PV selon y qui est à l'origine d'un champ de charge d'espace différent, ce qui se traduit par une moins bonne autofocalisation suivant y .

La vitesse d'autofocalisation dans un milieu PR, pouvant être accélérée en augmentant l'intensité lumineuse et/ou le champ appliqué, il est possible de contrôler le temps de formation des solitons. Par ailleurs en augmentant le champ appliqué, on aurait pu espérer un confinement plus efficace du faisceau ordinaire. Cependant comme nous le verrons dans la dernière partie de ce chapitre (§ 3.4), dans les expériences de propagation de solitons brillants 2-D dans le LiNbO₃, un fort champ appliqué est à l'origine d'un décalage fort du faisceau conduisant à une propagation courbe.

3.3.3 Tests des guides induits

L'autofocalisation ayant été mise en évidence, nous cherchons maintenant à caractériser les guides générés lors de l'autofocalisation de ces faisceaux. Il faut savoir que le champ de charge d'espace créé lors de l'écriture du soliton, dans les deux configurations de polarisations testées, reste mémorisé dans le matériau après coupure du faisceau et du champ appliqué. Lors de l'injection du faisceau sonde, le profil d'indice propice au guidage du faisceau est toujours présent. Le dispositif expérimental permettant de tester ces guides est similaire à celui servant à la formation des solitons (Fig. 3.5). La tension appliquée n'est cependant plus nécessaire et la puissance lumineuse du faisceau, à la longueur d'onde d'écriture, est abaissée à quelques microwatts dans le but d'éviter l'effacement du guide. Les capacités des structures d'indice pour guider des longueurs d'onde télécoms sont également analysées à l'aide d'une diode infrarouge.

3.3.3.1 Guides induits en polarisation extraordinaire

Nous présentons tout d'abord, sur la Fig. 3.9, les tests de guidage obtenus avec le soliton réalisé en polarisation extraordinaire. Dans cette figure, la première ligne expose les tests à 633 nm : la première image est celle du faisceau focalisé à l'entrée de l'échantillon, la seconde correspond au même faisceau en sortie du cristal en régime de diffraction (propagation à l'extérieur du guide), la dernière est l'image en sortie de cristal d'un faisceau injecté dans le guide précédemment inscrit avec la procédure décrite au paragraphe 3.3.2.1. La polarisation n'a pas été modifiée par rapport à celle utilisée lors de l'écriture ($\vec{A} \parallel \vec{c}$). L'image du faisceau rouge guidé est bien similaire à celle du soliton malgré l'absence du champ appliqué, c'est-à-dire que le guide inscrit est elliptique ($\text{FWHM}_x = 12 \mu\text{m}$ et $\text{FWHM}_y = 24,5 \mu\text{m}$) avec des largeurs très comparables à ce que l'on avait à la fin de l'expérience d'écriture. Même si nous n'avons pas réalisé un guide circulaire à cause du processus d'écriture non optimisé, le faisceau est très bien guidé et aucune lumière parasite non guidée n'est visible sur l'image.

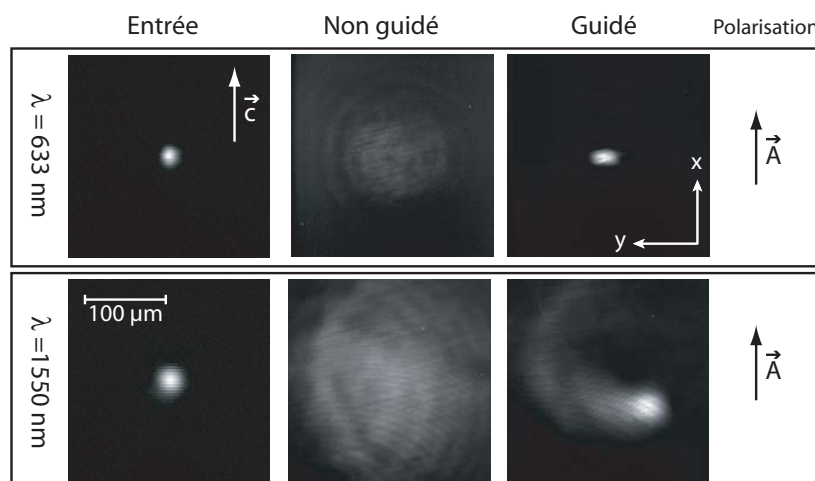


FIG. 3.9 : Tests du guide induit en polarisation extraordinaire avec $\lambda = 633 \text{ nm}$, puis avec $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

La deuxième ligne de la Fig. 3.9 présente les résultats obtenus pour un faisceau test infrarouge à 1550 nm. Le faisceau focalisé sur l'entrée de l'échantillon a un diamètre de $24 \mu\text{m}$, et la longueur de

propagation correspond à $8 L_D$. Lorsque l'on injecte le faisceau dans le guide, le piégeage du faisceau est également obtenu, mais il est loin d'être parfait puisque l'on constate qu'une partie de la lumière n'est pas confinée.

3.3.3.2 Guides induits en polarisation ordinaire

On teste maintenant le guide réalisé à l'aide d'un faisceau d'écriture ordinaire (Fig. 3.10). A la longueur d'onde et à la polarisation d'écriture, mais à une puissance moindre, après optimisation de la position d'injection, le faisceau est étonnamment bien focalisé ($\text{FWHM}_x = 14 \mu\text{m}$ et $\text{FWHM}_y = 21,5 \mu\text{m}$). Nous pouvons même noter que le résultat présenté ici relève un meilleur guidage que pour l'image 3.7(j), avec une ellipticité moins prononcée que dans le cas d'un guide inscrit avec une polarisation extraordinaire.

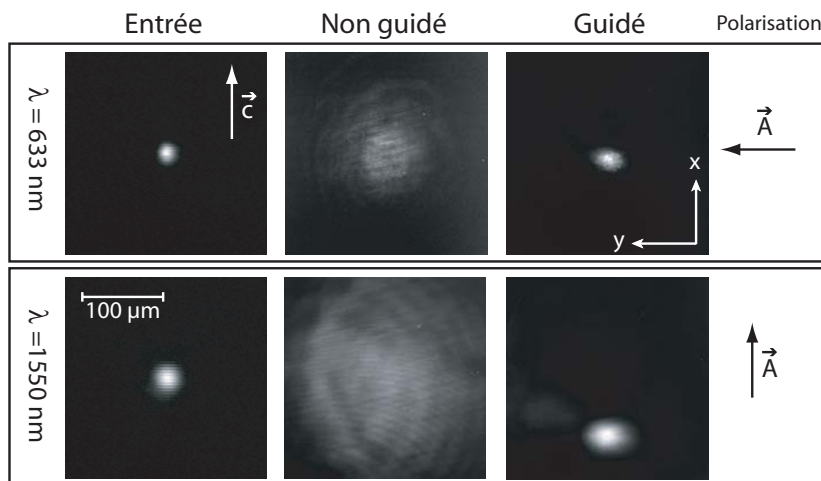


FIG. 3.10 : Tests du guide induit en polarisation ordinaire avec $\lambda = 633 \text{ nm}$, puis avec $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

Nous nous intéressons ensuite au guidage d'un faisceau infrarouge à 1550 nm , dans ce même guide, pour une polarisation extraordinaire. On constate que le confinement est très bon et que peu de lumière s'échappe du guide. La taille du faisceau guidé, après une propagation de 7 mm dans le LiNbO₃, est toutefois un peu plus large qu'en entrée : $\text{FWHM}_x = 26,5 \mu\text{m}$ et $\text{FWHM}_y = 38,5 \mu\text{m}$, en accord avec la longueur d'onde guidée. Ce résultat est encourageant, puisqu'il démontre la possibilité d'écrire le guide dans le visible puis d'injecter un faisceau IR qui ne l'efface pas car l'effet PR est insensible à cette longueur d'onde. On peut, par conséquent, injecter un faisceau puissant, par exemple un signal télécom de puissance typique de 1 mW sans altérer les propriétés guidantes des structures photo-induites.

3.3.3.3 Sensibilité à la polarisation des guides

Étant donné que nous avons observé une très grande différence d'efficacité de guidage pour le faisceau IR en fonction de la polarisation utilisée lors de l'inscription du guide, il nous a semblé important de réaliser des expériences supplémentaires, qui consistent à tester l'influence de la polarisation du faisceau sonde IR. Les résultats obtenus sont présentés sur la Fig. 3.11. Les images de la

première ligne correspondent au test de guidage du faisceau pour un guide réalisé en polarisation extraordinaire et sur la seconde ligne le cas d'un guide réalisé en polarisation ordinaire est présenté.

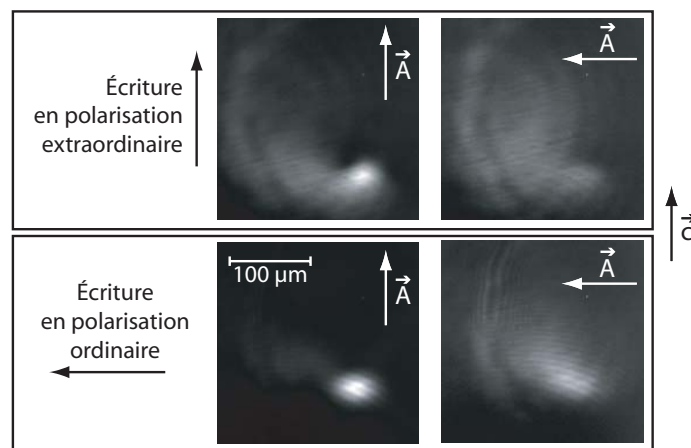


FIG. 3.11 : Test des guides avec différentes polarisations pour $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

On constate que quelque soit la polarisation du faisceau d'écriture, le faisceau IR est mieux guidé s'il a une polarisation extraordinaire. Et finalement, la configuration correspondant à une photo-induction du guide en polarisation ordinaire suivie d'un test de guidage en polarisation extraordinaire permet le meilleur guidage du faisceau. L'influence de la polarisation sur le guidage de faisceaux sondes a été confirmée par une autre série d'expériences réalisées lors du stage de Master 1 de J. Saifioui [232]. Ces tests de guidage, représentés sur la Fig. 3.12, ont été réalisés à l'aide d'un faisceau d'écriture à 532 nm. Les guides induits ont été testés à la longueur d'onde d'écriture pour les 2 polarisations, puis avec un faisceau IR à 1064 nm de polarisation extraordinaire. Ces résultats montrent bien qu'une autofocalisation réalisée en polarisation ordinaire permet un meilleur guidage du faisceau IR, et que d'une manière générale, un faisceau sonde polarisé parallèlement à \mathbf{c} se propage avec

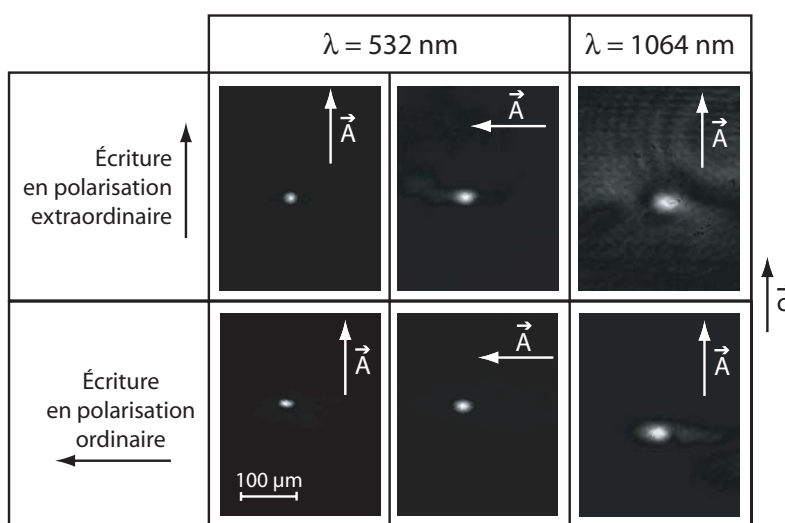


FIG. 3.12 : Test des guides réalisés (avec $\lambda = 532 \text{ nm}$) dans les deux configurations de polarisation avec un faisceau à la longueur d'onde d'écriture (pour les polarisations ordinaire et extraordinaire) et à la longueur d'onde de 1064 nm (polarisation extraordinaire).

un meilleur confinement. Des expériences complémentaires ont permis de mettre en évidence qu'un guide induit avec une polarisation ordinaire autorise la propagation d'au moins deux modes en polarisation extraordinaire à la longueur d'onde de 532 nm.

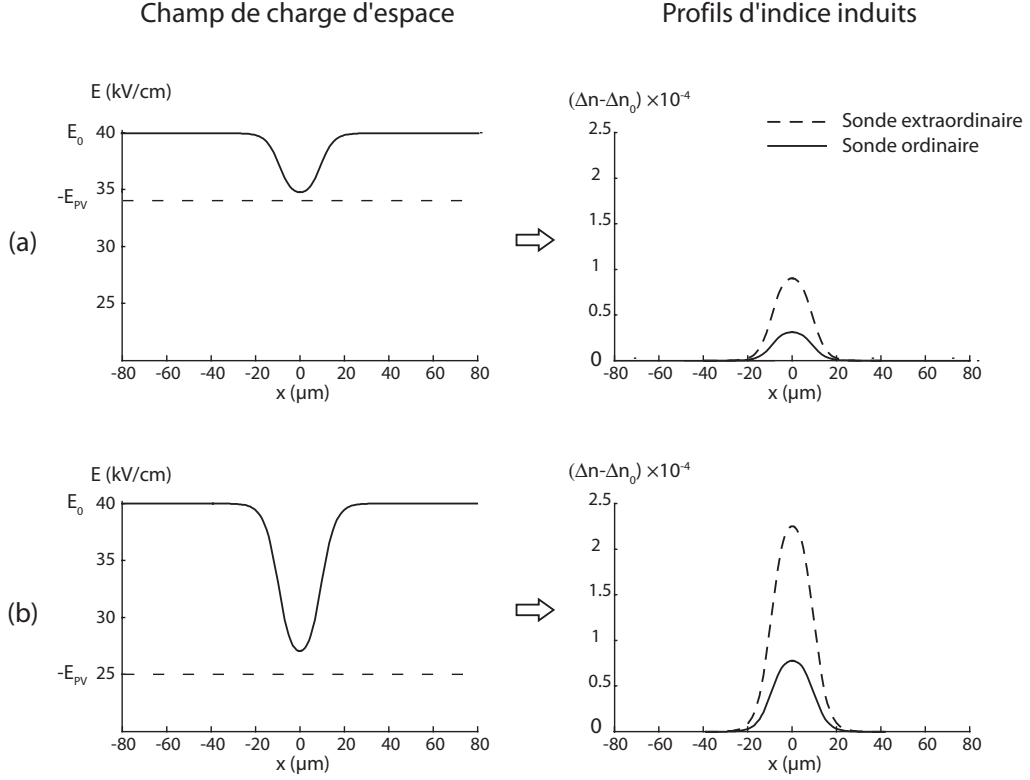


FIG. 3.13 : Champs de charge d'espace théoriques créés par un soliton écran-PV quasi-établi et profils d'indice induits par effet électro-optique pour les deux polarisations du faisceau sonde. Distribution de charge créée (a) par un soliton de polarisation extraordinaire et (b) par un soliton de polarisation ordinaire. Calculs issus de la résolution de l'éq. (3.31) pour $\lambda = 633$ nm. Les variations d'indice sont décalées de $\Delta n_0 = -1/2n_0^3 r_{eff} E_0$ afin de faciliter la comparaison de l'amplitude de la modulation d'indice vue par les deux composantes de polarisation.

Tous ces résultats expérimentaux sont confirmés par les profils théoriques de la Fig. 3.13 qui représente le champ de charge d'espace créé par un soliton écran-PV et la distribution d'indice correspondante pour les deux polarisations du faisceau sonde. Ainsi, dans le LiNbO₃, un faisceau d'écriture polarisé parallèlement à \mathbf{c} , permet un guidage efficace d'un faisceau sonde à la longueur d'onde et à la polarisation d'écriture. Cependant, en raison du plus faible coefficient r_{13} , le guidage d'un faisceau ordinaire sera moins efficace (Fig. 3.13(a)). Dans le cas d'une autofocalisation réalisée par un faisceau en polarisation ordinaire, le plus faible effet PV permet d'exploiter un champ de charge d'espace plus fort (Fig. 3.13(b)), ce qui permet d'atteindre la même variation d'indice ($\sim 10^{-4}$) qu'en polarisation extraordinaire malgré un effet électro-optique plus faible. Un mode guidé de 15 μm de large est obtenu dans les deux configurations. Dans la configuration en polarisation ordinaire, l'injection d'un faisceau sonde de polarisation extraordinaire voit alors une variation d'indice maximale ($> 2 \cdot 10^{-4}$) qui peut conduire à la création d'un guide multimode pour les courtes longueurs d'onde. Cette configuration est monomode pour un faisceau à la longueur d'onde des télécommunications.

3.4 Trajectoires complexes induites par les solitons écrans-PV

La dernière partie de ce chapitre rapporte tout d'abord une caractéristique étrange de ces solitons (2+1)D écrans-PV : une très large « auto-déviation » du faisceau survient sous fort champ appliqué, conduisant au final à la création d'un guide courbe. Cette observation expérimentale, accompagnée d'une modélisation numérique adaptée, sera détaillée. Par ailleurs, nous présentons également deux études qui montrent que le soliton PR peut supporter des réflexions totales multiples sans perdre son caractère invariant transverse.

3.4.1 Un soliton « flexible »

3.4.1.1 Mise en évidence expérimentale du soliton à trajectoire courbe

Dans les expériences présentées jusqu'ici, des champs appliqués d'amplitude inférieure ou égale à 40 kV/cm ont été utilisés ce qui permettait d'atteindre un régime soliton pour des faisceaux de 15 μm de diamètre. Cependant, les expériences réalisées en maintenant le champ appliqué pendant plusieurs heures après que l'autofocalisation minimale ait été atteinte ont mis en évidence un déplacement important du soliton en sortie du cristal. Un résultat typique, obtenu avec un champ appliqué de 50 kV/cm est présenté sur la Fig. 3.14 pour un faisceau initial d'une largeur de 10 μm [233] polarisé extraordinairement.

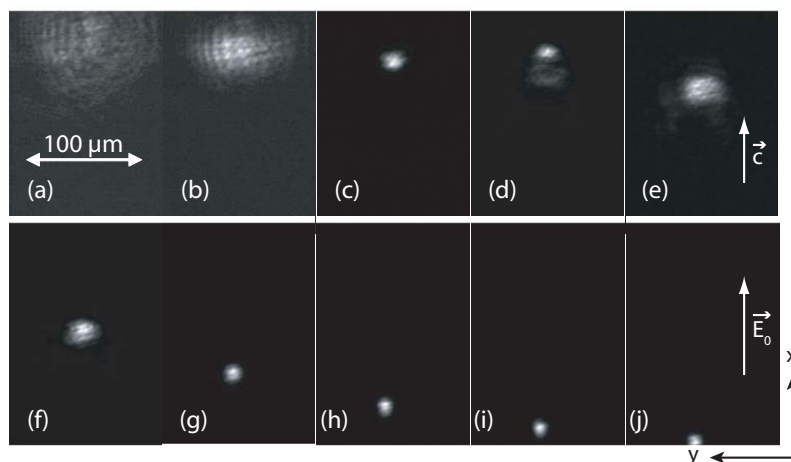


FIG. 3.14 : Evolution du faisceau en sortie de cristal avec $E_0 = 50 \text{ kV/cm}$ et $P = 100 \mu\text{W}$. Les images de (a) à (j) sont prises aux temps respectifs $t = 0 ; 0,5 ; 2,1 ; 4 ; 4,6 ; 6,3 ; 9,6 ; 13 ; 16,3$ et $19,5$ heures.

Dans un premier temps, le régime soliton est atteint (Fig. 3.14(c)), puis le faisceau recommence soudain à diffracter (Fig. 3.14(d)). Cette défocalisation pourrait correspondre à l'évolution du soliton quasi-établi vers le soliton établi, mais il n'en n'est rien car elle est accompagnée d'un déplacement du faisceau parallèlement à \mathbf{c} , d'abord dans le même sens (Fig. 3.14(d)), puis dans un second temps dans le sens opposé (Fig. 3.14(e)). Ce déplacement dans la direction opposée à \mathbf{c} se poursuit tandis que le faisceau focalise à nouveau jusqu'à retrouver une taille minimale. Un régime stable est finalement atteint donnant un faisceau bien focalisé, mais dont le centre s'est déplacé d'une distance maximale $\Delta D_m \simeq 200 \mu\text{m}$ par rapport à la position initiale du faisceau diffracté. Nous constatons que

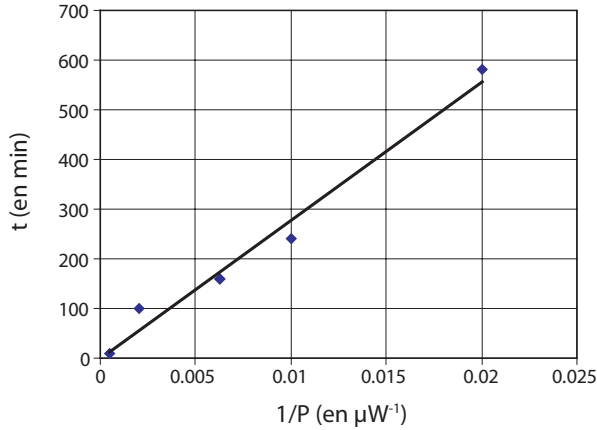


FIG. 3.15 : Temps d'apparition de la mise en mouvement du faisceau en fonction de $1/P$ pour $E_0 = 50 \text{ kV/cm}$. Les points expérimentaux sont représentés par des carrés et la droite correspond à la courbe de régression.

le déplacement est très lent puisqu'il faut environ 20 heures pour atteindre la position stable. L'amplitude du déplacement a tendance à augmenter lorsque le champ appliqué augmente. Ainsi, ΔD_m est proche de $300 \mu\text{m}$ pour un champ de 60 kV/cm , alors qu'il n'est que de $100 \mu\text{m}$ pour 40 kV/cm .

Par ailleurs, nous avons constaté expérimentalement que le décalage démarre d'autant plus rapidement que la puissance du faisceau soliton est forte. Ainsi, nous avons fait varier la puissance du faisceau de $50 \mu\text{W}$ à $1 \mu\text{W}$, en relevant à chaque puissance le temps nécessaire avant que le déplacement du faisceau débute. Les résultats sont présentés sur la Fig. 3.15. La courbe indique le temps nécessaire à la mise en mouvement du faisceau en fonction de l'inverse de la puissance lumineuse. Comme bien souvent avec un effet PR [70], la courbe de régression est linéaire ce qui confirme que le décalage démarre lorsque le champ de charge d'espace atteint une valeur donnée. Le temps nécessaire pour induire cette amplitude de champ est d'autant plus court que l'intensité est forte car ce temps de formation est fixé par la durée nécessaire pour photo-ioniser la quantité de charges qui va donner le champ de charge d'espace. Dans notre échantillon, le seuil d'apparition de cet effet est proche de $E_0 = 40 \text{ kV/cm}$, et est notamment lié, comme nous le verrons, par la suite, à la quantité de charges N_A disponible dans le cristal.

3.4.1.2 Modélisation de la courbure du soliton

Dans un matériau photoréfractif, le phénomène d'auto-déviation (« self-bending ») d'un faisceau a déjà été reporté. Il a été attribué à la diffusion des charges libres qui donnent naissance à une composante du champ PR non-symétrique [226]. Cependant, cette déviation n'atteint que 10 à $20 \mu\text{m}$ pour une longueur de propagation de l'ordre du centimètre, pour les expériences typiquement reportées. La large déviation observée ici (plusieurs centaines de microns) ne peut pas s'expliquer à l'aide de la diffusion. Un tel déplacement n'a par ailleurs jamais été rapporté, que ce soit dans d'autres matériaux comme le SBN, ou lors de la réalisation de solitons PV noirs dans le LiNbO₃. La question qui se pose alors est la suivante : qu'est-ce qui différencie notre expérience des autres réalisées par autofocalisation PR ?

Une des originalités de notre expérience est de réaliser un soliton brillant dans un matériau siège d'un effet PV défocalisant. Dans notre cas, un effet PV faible est préférable. Dans ce but, nous avons

utilisé des cristaux congruents, non dopés, car un dopage a tendance à augmenter l'amplitude du champ PV (§ 3.1.1.7). D'une manière générale, plus la concentration des accepteurs N_A est élevée, plus l'effet PV sera important, puisque le champ caractéristique de l'effet PV est proportionnel à N_A (c.f. éq. 3.19). La concentration d'accepteurs a tendance à augmenter si des dopants sont incorporés. Mais le matériau utilisé ici est de qualité photonique, sa croissance a donc été effectuée de façon à obtenir un matériau le plus pur possible. Bien sur des impuretés, lacunes et autres défauts, sont toujours présentes dans le cristal, ce qui permet à l'effet PR d'être présent, mais on peut s'attendre à ce que la densité d'accepteurs soit moindre que dans un matériau dopé [234].

Lors de notre présentation théorique des solitons écrans-PV, dans les équations (3.13) et (3.14), nous avons négligé le terme sans dimension $(\epsilon/eN_A)(\partial E/\partial x)$ devant 1. Ce terme est d'autant plus négligeable que N_A est important et que $(\partial E/\partial x)$ faible. Cette hypothèse est donc justifiée pour des faisceaux larges et/ou une concentration N_A forte, ce qui n'est pas le cas dans nos expériences. À la suite des expériences mettant en évidence la grande déviation du faisceau, il nous a semblé important de prendre en compte l'influence de ce terme dans nos modélisations pour expliquer le phénomène d'« auto-déviation » [233]. Ainsi, on ne néglige plus les variations spatiales de la concentration des charges, et les éq. (3.13) et (3.14) sont insérées dans l'éq. (3.12). On obtient alors, après une intégration et en négligeant la dérivée d'ordre 2 de E par rapport à x , une nouvelle équation différentielle pour E , qui remplace l'éq. (3.17) :

$$-\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \left[N_D - N_A \left(1 + B \frac{\partial E}{\partial x} \right) \right] \left[e\mu A(I + I_d) \left(1 + B \frac{\partial E}{\partial x} \right)^{-1} E + \mu k_B T A \left(1 + B \frac{\partial E}{\partial x} \right)^{-1} \frac{\partial I}{\partial x} + \beta_{pv} I \right] + Cte_4 \quad (3.32)$$

avec $A = s/\gamma N_A$ et $B = \epsilon/eN_A$. Les conditions aux limites pour un soliton brillant (absence de lumière et un champ constant E_0 loin du centre), donnent $Cte_4 = -E_0/T_d$. À la différence de l'éq. (3.21), cette nouvelle équation ne peut pas être résolue analytiquement. Il n'est donc plus possible d'obtenir une forme analytique pour le champ de charge d'espace E , que l'on injecterait dans l'équation de propagation (éq. 3.26). Une résolution numérique de l'éq. (3.32) est donc effectuée par une méthode itérative pour obtenir l'évolution de la distribution du champ de charge d'espace et ainsi la variation d'indice photo-induite. Parallèlement, la propagation de l'onde optique dans ce milieu PR est également calculée numériquement. Pour cela, nous avons repris et adapté le programme de BPM utilisé lors de l'étude des solitons Kerr dans l'AlGaAs.

La Fig. 3.16 compare une de nos expériences réalisée pour $E_0 = 50$ kV/cm avec les résultats numériques obtenus (paramètres de la simulation : $E_0 = 50$ kV/cm, $E_{pv} = -15$ kV/cm, $r = 100$ et $N_A = 3 \cdot 10^{15}$ cm⁻³). Cette figure présente l'évolution expérimentale et théorique de la largeur du faisceau (points) et de la position du maximum d'intensité (croix). La Fig. 3.16 met en évidence les différentes étapes décrites au paragraphe précédent : le faisceau commence par s'autofocaliser jusqu'à atteindre une largeur de faisceau et une position de sortie stable, puis survient une défocalisation transitoire ($t = 240$ min) suivie d'une mise en mouvement du faisceau. On constate un très bon accord qualitatif expériences/simulations, le phénomène d'« auto-déviation » étant bien présent ainsi que la défocalisation transitoire. Quantitativement, l'accord n'est pas parfait. Dans la simulation, la courbe donnant la position au cours du temps s'infléchit pour $\tau > 0,007$ et la vitesse de déplacement est ralentie. La déviation maximale obtenue en simulation pour un temps suffisamment long (Fig. 3.19(a)) est donc plus faible : $\Delta D_m \sim 140$ µm alors qu'elle est supérieure à 150 µm expérimentalement. L'influence des différents paramètres sera discutée un peu plus loin.

Afin de faciliter l'interprétation, les résultats de cette simulation sont repris sur les Fig. 3.17 et Fig. 3.18(a). La Fig. 3.17 montre la répartition de l'intensité lumineuse I ainsi que celle du champ de

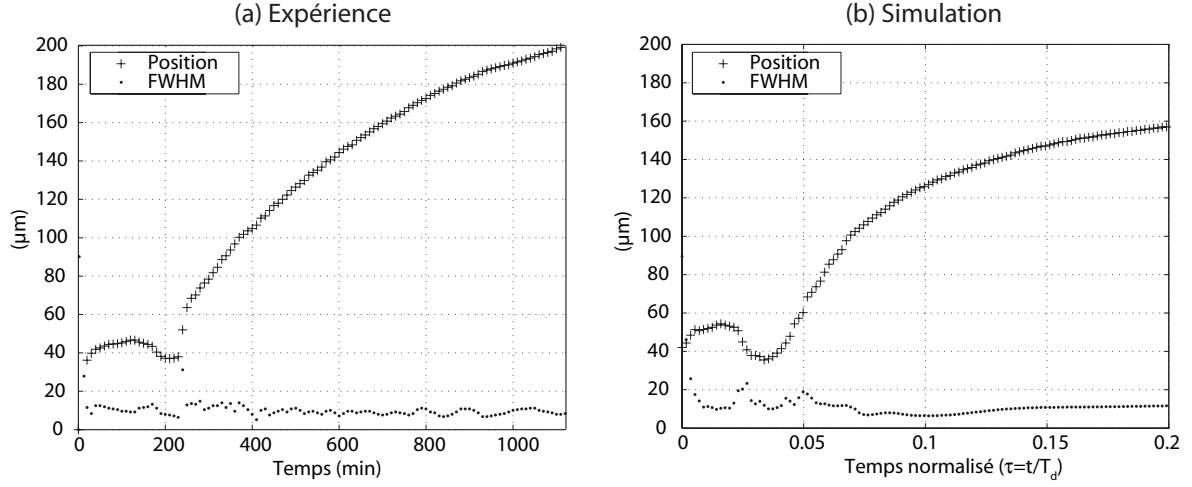


FIG. 3.16 : Évolution de la largeur du faisceau (points) et de la position du maximum d'intensité (croix). (a) Résultats de l'expérience avec $E_0 = 50$ kV/cm et $P = 100$ μW. (b) Résultats des simulations ($E_0 = 50$ kV/cm, $E_{pv} = -15$ kV/cm, $r = 100$ et $N_A = 3 \cdot 10^{15}$ cm⁻³).

charge d'espace E (proportionnel à Δn) en fonction de la propagation en z et pour différents instants τ . Les profils du champ E à la sortie du cristal, correspondant à ces différents instants, sont tracés sur la courbe Fig. 3.18(a). Il est important de noter que le nouveau modèle prend en compte l'effet « mémoire » du matériau. Cela explique que des variations d'indice subsistent là où la lumière est absente.

La Fig. 3.16 met en évidence différents régimes temporels différents : pour $0 < \tau < 0,01$ le faisceau autofocalise, puis sa taille ainsi que sa position de sortie sont stables ($0,01 < \tau < 0,025$), ensuite une brusque défocalisation est accompagnée d'un déplacement dans le sens opposé au champ appliqué et enfin pour $\tau > 0,035$ le sens de déplacement s'inverse tandis que la taille diminue à nouveau puis se stabilise. Les Fig. 3.17 et Fig. 3.18(a) apportent une autre vision des choses, et montrent une évolution continue des phénomènes dans le temps. En effet, pour $0,01 < \tau < 0,04$ on constate bien qu'il y a relativement peu d'évolutions du faisceau en sortie tandis que le champ E se creuse de façon dissymétrique (Fig. 3.18(a)). Pour autant, la propagation du faisceau n'est ni rectiligne, ni constante dans cette plage de temps comme le montre les Fig. 3.17(b), (c) et (d). En tout début de propagation, le faisceau est d'abord dévié dans le sens opposé au champ appliqué, car il suit la courbure du guide. Puis plus loin, la modification d'indice induite par E entraîne une réflexion totale ce qui réfléchit le faisceau vers le « haut ». Il sort ainsi du cristal en étant pratiquement non décalé par rapport à la position d'entrée. Ensuite, lorsque τ augmente, le guide généré devient plus large et très asymétrique (Fig. 3.18(a)), et cette réflexion survient de plus en plus tard au cours de la propagation, ce qui se traduit par le déplacement du faisceau dans le sens opposé à c . La réflexion finit même par ne plus se produire, on atteint alors la déviation maximale ΔD_m (Fig. 3.17(h)).

En changeant les paramètres, les simulations montrent bien une dépendance de ΔD_m avec le champ appliqué et/ou avec le champ PV, mais moins marquée qu'expérimentalement : on obtient $\Delta D_m \approx 80$ μm pour $E_0 = 40$ kV/cm et $\Delta D_m \approx 170$ μm pour $E_0 = 60$ kV/cm (tous les autres paramètres étant identiques à ceux utilisés pour la Fig. 3.17). Une étude en fonction de E_{pv} montre qu'avec $E_0 = 40$ kV/cm, si $E_{pv} = -35$ kV/cm (valeur estimée dans la partie précédente à partir du modèle théorique négligeant l'effet de la diffusion et les variations spatiales de la concentration des charges) un faisceau de taille similaire aux expériences n'arrive pas à autofocaliser suffisamment.

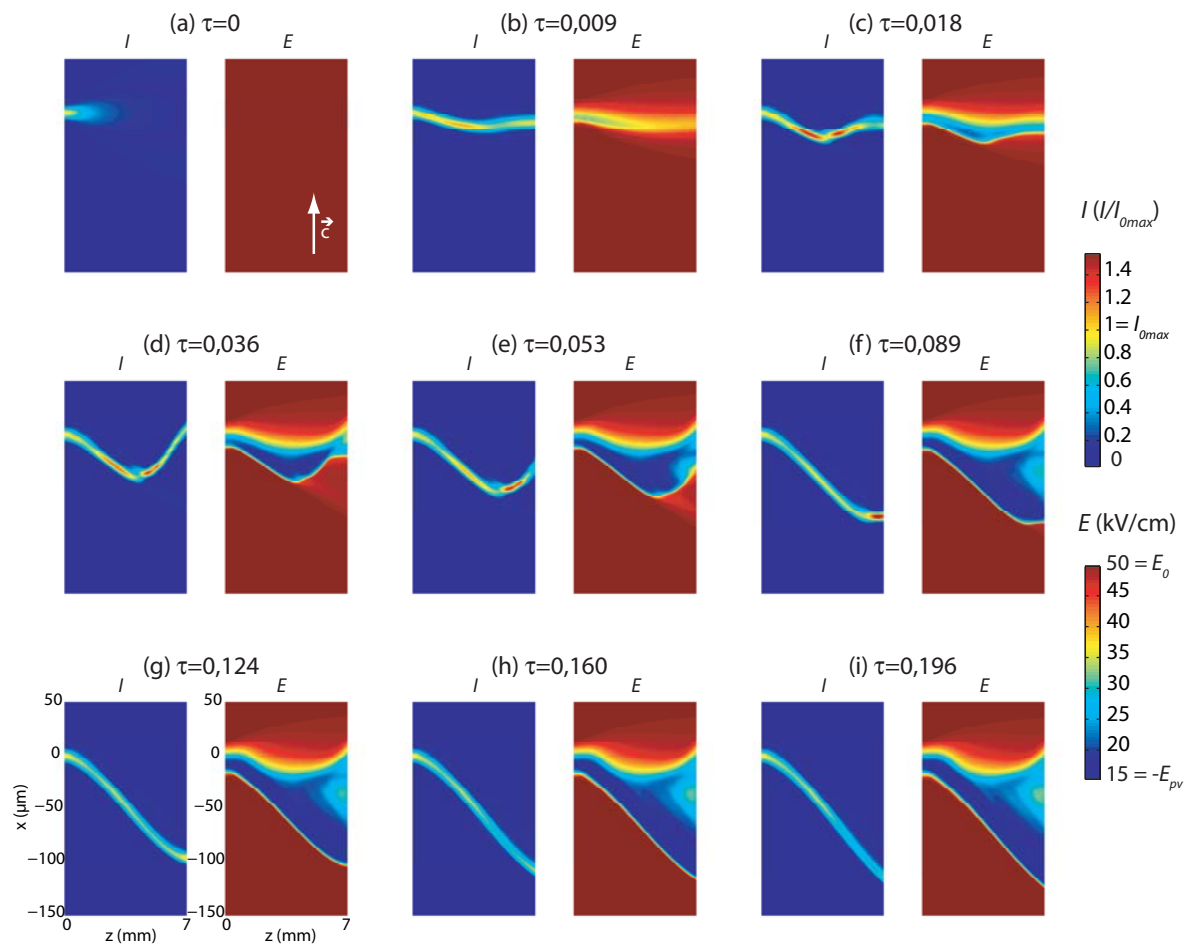


FIG. 3.17 : Visualisation, à différents instants, de la propagation de l'intensité lumineuse I ainsi que la répartition du champ de charge d'espace E correspondant. Les résultats de cette simulation sont ceux qui ont été utilisés pour tracer la Fig. 3.16(b).

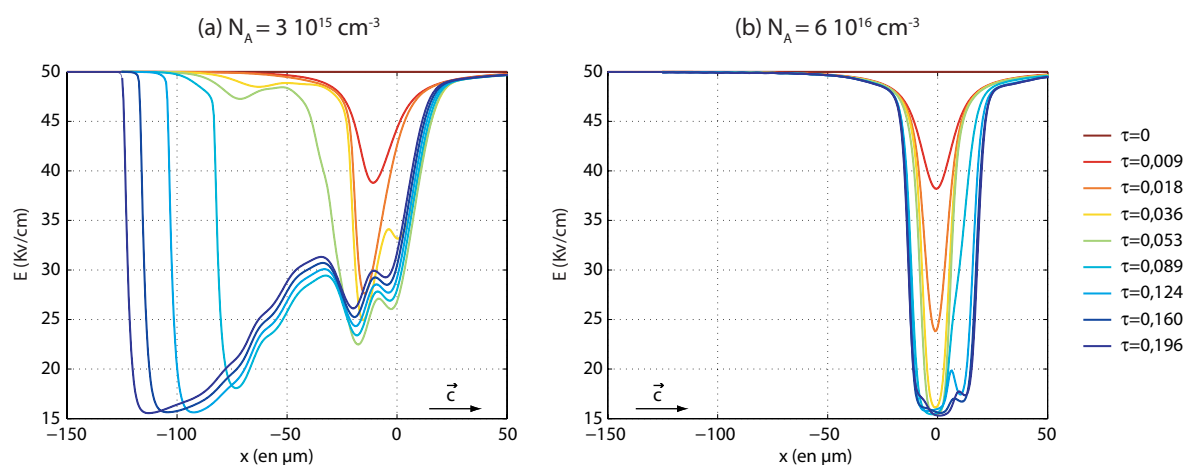


FIG. 3.18 : Evolution de la distribution du champ de charge E en sortie du cristal pour $N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et (b) pour $N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Tous les autres paramètres sont identiques à ceux de la Fig. 3.16(b).

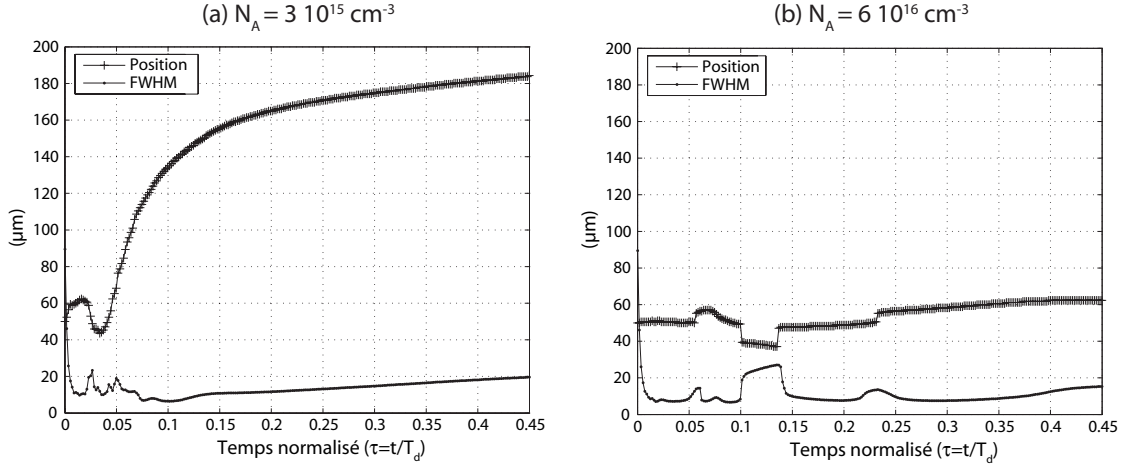


FIG. 3.19 : Évolution de la taille du faisceau (points) et de la position du maximum d'intensité (croix) pour (a) $N_A = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et (b) pour $N_A = 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Tous les autres paramètres sont identiques à ceux de la Fig. 3.16(b).

Pour $E_{pv} = -25 \text{ kV/cm}$, on peut obtenir le confinement souhaité. Il semblerait donc que la valeur de E_{pv} estimée au paragraphe précédent soit surestimée⁸ et que les termes supplémentaires pris en compte dans l'éq. (3.32) aient également une influence sur la taille du faisceau en sortie. D'une manière générale, on peut estimer que ce modèle numérique plus fin que le modèle analytique correspond à une modélisation plus réaliste. Ces simulations montrent également que la mise en mouvement survient d'autant plus tôt que r est grand, ce qui est en accord avec les résultats de la Fig. 3.15.

Les résultats théoriques ainsi obtenus prouvent clairement que N_A est bien le paramètre clé à l'origine de la large dissymétrie de E qui se traduit par un décalage important du faisceau pour des faibles valeurs de N_A (Fig. 3.18(a)). Pour une concentration N_A plus élevée, on retrouve un profil proche de celui obtenu par le modèle semi-analytique (Fig. 3.1(b)) comme en témoigne la Fig. 3.18(b), mis à part la légère dissymétrie observée ici, car l'effet de la diffusion est maintenant pris en compte. La conclusion de cette étude théorique est illustrée par la Fig. 3.19 : c'est bien une faible concentration N_A qui est à l'origine de la large dissymétrie de E , et donc de la large « auto-déviation » du faisceau observée expérimentalement.

3.4.2 Réflexions totales de solitons

Des expériences complémentaires ont été réalisées afin de vérifier la stabilité du soliton après réflexion totale sur une interface.

3.4.2.1 Double réflexion du soliton lors de sa propagation dans un prisme de LiNbO₃

Une première expérience a été réalisée dans le cadre d'une collaboration avec l'Université Libre de Bruxelles. Elle consiste à utiliser un cristal de LiNbO₃ taillé en forme de prisme dont les arêtes sont parallèles à l'axe c du matériau et l'angle au sommet est de 90° (Fig. 3.20(a)). Un faisceau à 532 nm, polarisé linéairement suivant c est focalisé sur la base de ce prisme (Fig. 3.20(b)) et se propage à

8. D'autant qu'une autofocalisation a pu être obtenue avec $E_0 = 30 \text{ kV/cm}$, dans ce même échantillon [233].

l'intérieur en subissant deux réflexions totale à 90 ° avant de ressortir par la base après un parcours d'environ 15 mm (Fig. 3.20(c)). L'application d'un champ électrique de 25 kV/cm, selon l'axe \vec{c} , permet d'obtenir un faisceau de diamètre identique en entrée et en sortie du cristal (FWHM=15 μm), preuve qu'un soliton est formé [218]. Le guidage d'un signal à 633 nm dans le guide photo-induit est ensuite réalisé avec de pertes très faibles évaluées à 0.04 cm^{-1} . Les pertes sont principalement dues à l'absorption du matériau, et les réflexions totales n'engendrent pas de pertes mesurables.

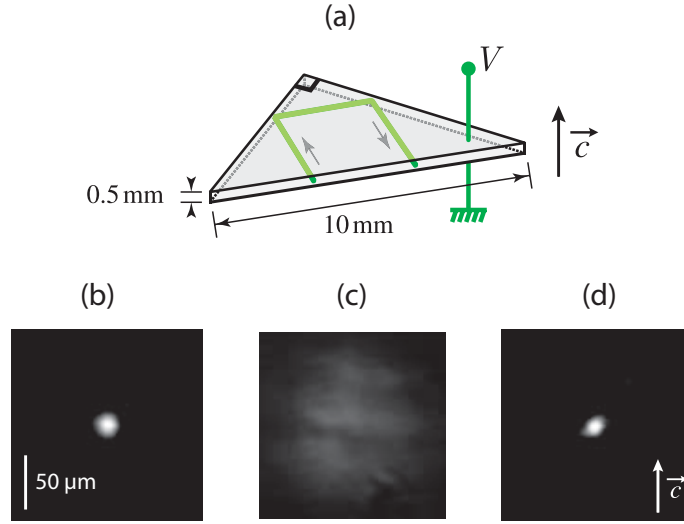


FIG. 3.20 : Double réflexion d'un soliton lors de sa propagation dans un prisme de LiNbO_3 . (a) Schéma du prisme. (b) Faisceau focalisé à l'entrée (FWHM=15 μm). Images du faisceau de sortie (c) en régime linéaire et (d) avec $E_0 = 35 \text{ kV/cm}$ après 20 min d'exposition.

Ces résultats montrent qu'il est possible d'utiliser les solitons PR pour générer des guides monomodes à faibles pertes comportant des virages à rayon de courbure nul. Aux vues des résultats, la réalisation de matrices compactes d'interconnexions fixes basées sur les solitons peut être envisagée.

3.4.2.2 Propagation courbe du soliton suivie d'une réflexion totale

Dans le même esprit que ces expériences de propagation du soliton dans un prisme, une autre configuration est présentée dans cette dernière partie. Elle permet de tester la robustesse du soliton lors de la réflexion totale sur les bords du cristal et ceci en utilisant la courbure du soliton précédemment démontrée. Pour cela, nous avons repris le montage de la Fig. 3.5, où nous avons positionné le faisceau à proximité d'un bord latéral de l'échantillon, puis nous avons appliqué un champ de 50 kV/cm. L'évolution du faisceau ainsi que la position de son centre sont représentées sur la Fig. 3.21. Différentes étapes de la dynamique de propagation en z sont schématisées en insert (Fig. 3.21(a)).

Après l'étape de focalisation, un guide droit est formé ($t=0\text{h}30$). Le faisceau focalisé commence ensuite à se déplacer dans la direction opposée à E_0 conformément aux résultats présentés au paragraphe 3.4.1.1. Lorsque le faisceau atteint l'arrête inférieure de la face de sortie de l'échantillon, il est dans un premier temps déformé à cause d'une réflexion partielle de son énergie. Le champ de charge d'espace continue à évoluer, augmentant la déviation du faisceau. Le faisceau atteint alors le bord inférieur du cristal en un point situé de plus en plus tôt en z , où il subit une réflexion totale. Sur la face de sortie, on enregistre donc un déplacement dans le même sens que \vec{c} . Cette « remontée »

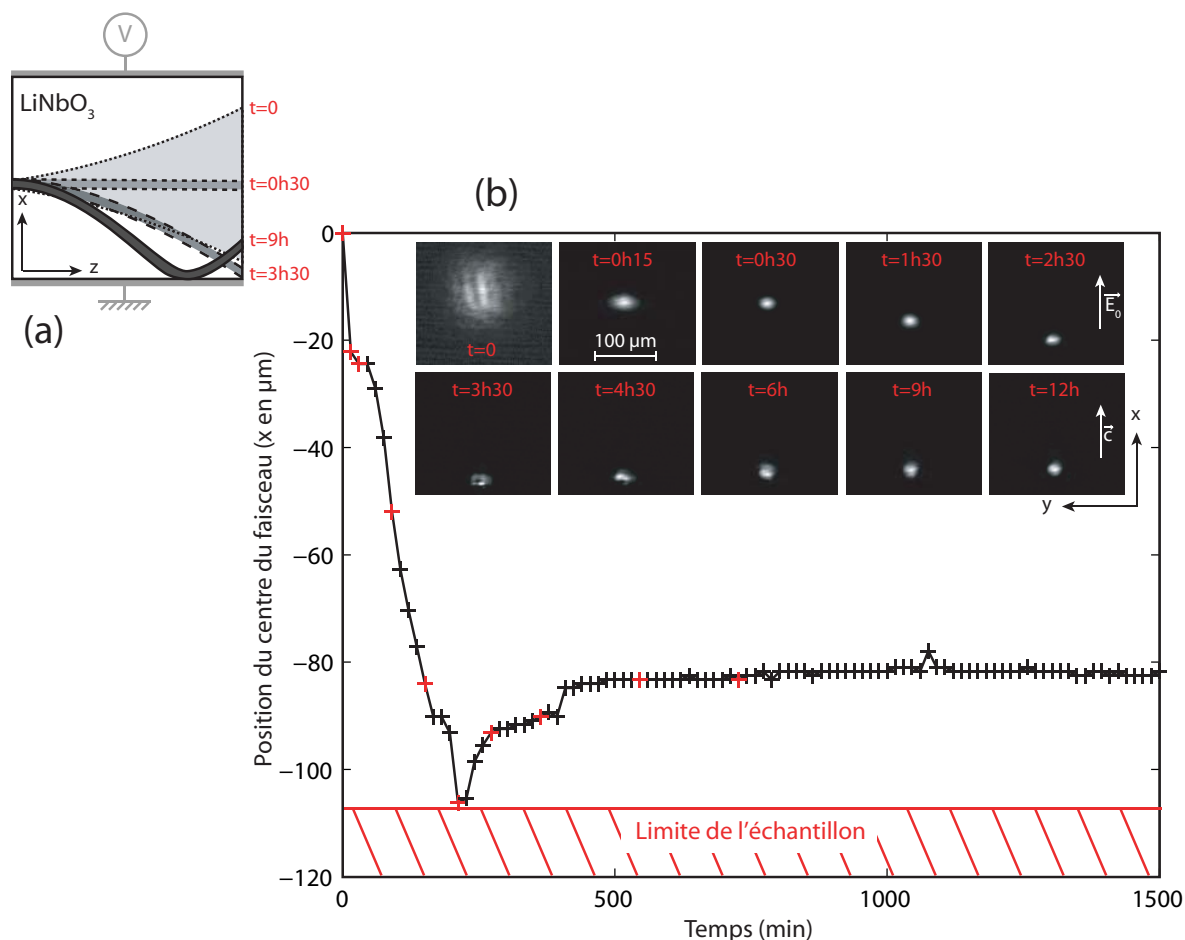


FIG. 3.21 : Réflexion d'un soliton courbe sur le bord de l'échantillon. (a) Schématisation de l'évolution de la propagation en z . (b) Évolution de la position du centre du faisceau en sortie d'échantillon, ainsi que quelques images du faisceau en fin de propagation pour différents instants. Les croix rouges correspondent aux images représentées. $E_0 = 50 \text{ kV/cm}$ et $P = 500 \mu\text{W}$.

est plus lente que la « descente », et le faisceau se stabilise à une distance allant de 25 à 45 μm selon les différents tests effectués (pour un faisceau positionné initialement à un peu plus de 100 μm de l'interface). Mis à part l'instant où le faisceau atteint l'arrêt du cristal, où celui-ci a tendance à être déformé, il reste bien focalisé sans perte d'énergie notable, et ce malgré une forte courbure en début de propagation suivie d'une réflexion totale. Le guide courbe ainsi formé permet par la suite de guider efficacement un faisceau sonde.

Cette expérience démontre des potentialités intéressantes des guides monomodes photo-induits par ces solitons 2-D écrans-PV. En effet, d'une part, ces guides peuvent être droits ou courbes, et leur inscription est possible dans le cœur du matériau, et non plus seulement en surface comme c'est généralement le cas avec les guides inscrits par des techniques classiques dans le LiNbO_3 (c.f. § 3.1.1.8). D'autre part, l'importance de cette courbure est contrôlée par la force du champ appliqué et/ou par le temps d'exposition, ce qui permet d'adapter la position de sortie du guide aux besoins. Elle démontre enfin la possibilité unique de générer des guides robustes à faibles pertes correspondants à des renvois abrupts.

3.5 Bilan

Le niobate de lithium est un matériau essentiel de l'optique intégrée, en raison de ses nombreuses propriétés utilisables pour la réalisation de fonctions optiques. Il est par ailleurs relativement bon marché, et la maîtrise des conditions de croissance permet de réaliser des cristaux d'excellente qualité optique. Actuellement, une partie de l'activité de recherche sur le LiNbO_3 a pour but d'y inscrire optiquement des guides plans ou rubans. Plusieurs techniques sont utilisées, comme par exemple l'exposition à un faisceau UV [235] ou encore la propagation de solitons spatiaux photoréfractifs 1-D ou 2-D [214]. Comme nous l'avons vu, la technique des solitons offre notamment un moyen très simple pour la génération automatique de guide monomode sans détérioration des qualités cristallines du milieu [236]. Dans ce contexte, les solitons brillants démontrés dans notre étude ont des capacités bien supérieures aux solitons noirs.

Dans ce chapitre, nous avons montré que malgré un effet photovoltaïque conduisant à un effet photoréfractif défocalisant, il est possible que le LiNbO_3 soit le support d'une propagation de type soliton brillant. Pour cela, il suffit d'appliquer une tension continue dont le courant s'oppose à celui de l'effet PV. Nous avons, tout d'abord, présenté un modèle (1+1)D semi-analytique de ces solitons dénommés « écrans-PV ». Ce modèle montre que le régime transitoire du soliton quasi-établi est particulièrement adapté à la génération de guides au cœur du matériau. Par la suite, une modélisation numérique plus fine des propriétés PR du milieu a permis d'expliquer la courbure du soliton qui survient sous fort champ appliqué.

Les démonstrations expérimentales ont confirmé que ce nouveau type de soliton brillant (2+1)D permet la réalisation aisée de guides d'onde efficaces aux longueurs d'onde du visible, mais également aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Ces résultats, ainsi que ceux démontrant la robustesse de ce soliton vis-à-vis d'une réflexion totale, permettent d'envisager la réalisation de nouveaux composants pour l'optique intégrée en ne se limitant plus seulement à la surface des matériaux comme c'est généralement le cas. Le cas de composants d'interconnexion 3-D réalisés avec ces solitons est présentée dans le chapitre qui suit.

Chapitre 4

Un exemple d'application des solitons : l'adressage tout optique

Ce dernier chapitre est consacré à l'utilisation des solitons spatiaux pour la réalisation de fonctions d'adressage. Les deux types de solitons précédemment étudiés, les solitons Kerr dans l'AlGaAs et les solitons écran-PV dans le LiNbO_3 ont un potentiel applicatif pour le traitement optique de l'information. Nous allons montrer ici, dans un premier temps que les solitons Kerr permettent de concevoir des circuits optiques rapidement reconfigurables ce qui à terme pourrait s'insérer dans des systèmes d'interconnexions. Puis nous présentons un composant de routage 3-D intégré, conçu à l'aide de solitons photoréfractifs brillants dans le LiNbO_3 .

4.1 Principe de l'adressage tout-optique

L'adressage tout-optique (*all-optical switching*) est un processus dans lequel la lumière, généralement sous forme de signal numérique, est acheminée d'un canal de transmission vers un autre, ou modulée, sans conversion intermédiaire dans un autre format [237]. Les options classiques du processus d'adressage incluent la suite d'événements suivants : détection du signal optique, décision électronique de l'adressage, déclenchement électronique du laser dans le port de sortie choisi, et génération d'un nouveau signal lumineux. Avec l'adressage tout-optique, le signal reste dans le domaine optique au cours de toute la chaîne de traitement, et ses propriétés sont altérées de manière à envoyer le faisceau vers la ou les sorties spécifiées.

Aujourd'hui, le terme *all-optical switching* a pris deux significations différentes. Dans la première, utilisée dans le langage des télécoms [238, 239], l'opération d'aiguillage est contrôlée électriquement via des commutateurs opto-mécaniques, thermo-optiques, électro-optiques ou encore micro-électro-mécaniques (MEMS) [240, 241]. Dans la seconde définition, l'opération d'adressage est contrôlée par voie optique, généralement dans un milieu non linéaire où un faisceau intense modifie les propriétés du matériau. C'est le principe du contrôle de la lumière par la lumière. Cette seconde approche a fait l'objet de nombreuses investigations à la fin des années 80 et au début des années 90 [242, 243] et est souvent basée sur l'effet Kerr : des interféromètres non linéaires [244, 245], des coupleurs directionnels non linéaires [246] ou des jonctions à base de guides d'onde non linéaires [247,

248, 249] ont été proposés et démontrés notamment dans l'AlGaAs [126, 250, 127, 131, 251].

Les deux approches *tout-optiques* requièrent un moyen externe¹ pour modifier les propriétés géométriques du système ; leurs applications sont donc très similaires. Les commutateurs électro-optiques, par exemple sur niobate de lithium, sont d'ors et déjà utilisés dans les systèmes commerciaux, alors que la version complètement optique est encore futuriste et est fortement dépendante du développement des matériaux.

Dans ce contexte, peu après les premières démonstrations de solitons optiques, leur utilisation a rapidement été envisagée pour réaliser des opérations de commutation spatiale tout-optique [252, 99]. Leur principal intérêt, mis en avant à cet effet, repose sur les interactions particulières des solitons [253, 254].

Par exemple, lors de la collision de deux solitons dans un milieu à réponse ultra-rapide (milieux Kerr et quadratiques), les forces exercées l'un envers l'autre peuvent être attractives ou répulsives en fonction de leur phase relative. Ainsi, si l'un des solitons sert au transport de l'information, le deuxième, dont on ajuste la phase, sert de faisceau de commande pour diriger l'autre [255]. Pour la plupart des applications, une telle sensibilité à la phase n'est pas souhaitable. Elle peut alors être évitée en jouant sur la polarisation des faisceaux [256, 52] ou sur leur longueur d'onde [257]. Dans les milieux quadratiques, le couplage particulier entre le faisceau pompe et le faisceaux signal permet, dans certain cas, une commutation également insensible à la phase [258, 259]. De nouvelles configurations continuent d'être proposées [260, 261, 262], mais restent non démontrées expérimentalement. Dans des milieux Kerr ou quadratiques, les architectures d'adressage ultrarapides et reconfigurables basées sur l'utilisation des phénomènes de propagation de type soliton spatial sont actuellement limitées par l'énergie trop importante nécessaire pour engendrer ces effets.

Dans les milieux saturants (milieu *Kerr-like*, photoréfractifs), les interactions deviennent incohérentes et permettent un transfert d'énergie entre deux solitons, ce qui permet d'adresser un faisceau en ajustant la puissance de l'autre [263]. Les forces résultant d'une collision sont ici toujours attractives, et la collision peut conduire à la fusion des deux solitons [264, 265]. Ces interactions sont utilisées pour réaliser des fonctions logiques, notamment dans des cristaux liquides [98]. Dans un milieu photoréfractif, le temps de réponse est trop long pour envisager une rapide reconfiguration du système, et ce sont d'avantage la facilité d'observation et les propriétés des guidage plus fortes² qui sont exploitées : on peut guider un faisceau intense (à une longueur d'onde insensible à l'effet PR) à partir d'un faisceau basse puissance [266, 236], ou dans un milieu comme le LiNbO₃, le guide photo-induit peut permettre une conversion de fréquence efficace [267, 268, 269].

Ainsi, leurs propriétés intrinsèques de guidage auto-induit et d'interactions variées rendent les solitons exploitables pour la réalisation de systèmes tout-optiques dynamiques de traitement parallèle de l'information³. Le terme « tout-optique », étant pris ici avec la signification la plus extrême, où l'optique sert également de commande pour l'adressage. Aujourd'hui, les systèmes les plus matures n'utilisent cependant pas encore le concept de pilotage par la lumière. Par exemple, pour les

1. On peut aussi imaginer une opération d'« auto-adressage », où c'est le faisceau porteur de l'information qui induit lui-même la modification d'indice.

2. Dans « plus fortes », j'entends : les solitons Kerr ne sont réalisés que dans des milieux (1+1)D et les solitons quadratiques n'engendrent pas une modification d'indice du milieu et par conséquent les capacités de piégeage d'un signal y sont limitées.

3. Même si, comme nous venons de le voir, les interactions entre solitons sont largement employées pour piloter le faisceau soliton, il existe bien évidemment d'autres moyen optiques pour le commander [270, 97, 115].

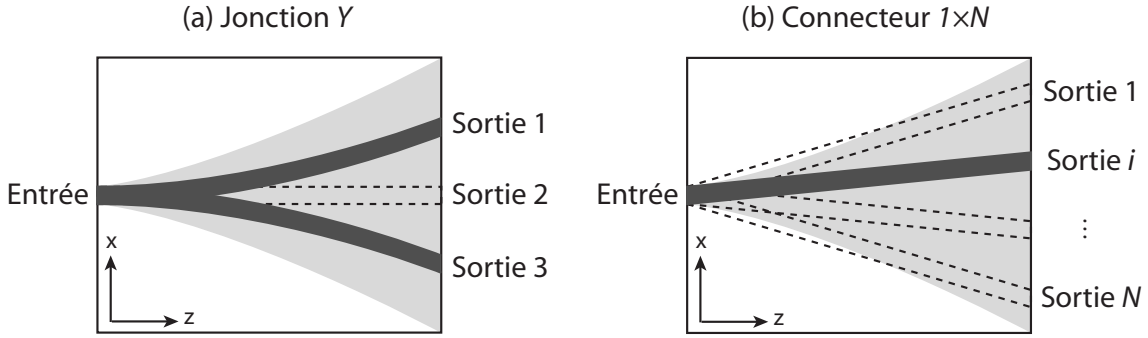


FIG. 4.1 : Exemples de connexions optiques réalisées par des solitons spatiaux.

milieux Kerr, les expériences d'adressage par commande optique (ou par un autre moyen) n'ont pas permis de montrer un déplacement latéral important et/ou de bonne qualité du faisceau. Il semble donc tout aussi pertinent, dans un premier temps, d'améliorer les résultats obtenus pour démontrer les réelles potentialités des solitons. Par ailleurs, l'intérêt d'une connexion réalisée avec des guides photo-induits par des solitons (guides reconfigurables et monomodes sans détérioration des qualités cristallines...) reste réel pour l'optique intégrée, même avec la première définition de l'adressage tout-optique, qui signifie « seulement » que l'information reste transportée par voie optique. Les travaux que nous présentons dans ce chapitre, se placent dans le cadre de cette définition du « tout-optique ». Il s'agit de réalisations expérimentales d'interconnexions reconfigurables, et de routeurs $1 \times N$ (Fig. 4.1), d'abord avec des solitons Kerr dans l'AlGaAs, puis avec des solitons écran-PV dans le LiNbO₃. Il s'agit de la première étape, au cours de laquelle démontrer la possibilité de commander la position de sortie d'un faisceau soliton prime sur les moyens employés pour réaliser cette commande.

4.2 Interconnexions reconfigurables dans l'AlGaAs

4.2.1 Jonction Y reconfigurable

Le principe de fonctionnement d'une jonction Y, telle que nous l'avons réalisée, est représenté sur la Fig. 4.1(a)). Dans le cas des solitons Kerr, on peut choisir entre deux modes de fonctionnement : soit le soliton se propage de façon rectiligne et est récupéré à la sortie 2, soit le faisceau se scinde en deux faisceaux autofocalisés dont l'un est récupéré sur la sortie 1 et l'autre sur la sortie 3. La réalisation expérimentale s'est faite à partir des deux dispositifs que nous avons utilisés au chapitre 2. Sur les Fig. 4.2 et 4.3 se trouvent les résultats obtenus en régime picoseconde (montage 2.8 : $\Delta t = 20$ ps, $FWHM_{ent} = 12 \mu\text{m}$, $z = 17L_D$, $\lambda = 1480$ nm) et sur la Fig. 4.4 ceux obtenus en régime femtoseconde (montage 2.6 : $\Delta t = 300$ fs, $FWHM_{ent} = 50 \mu\text{m}$, $z = 1,2L_D$, $\lambda = 1520$ nm). Le transfert du faisceau de la sortie 2 vers les sorties 1 et 3 se fait simplement en augmentant la puissance du faisceau ($P \approx 2,6P_s$). On peut ensuite basculer à nouveau vers la sortie 2 en ramenant la puissance à la puissance soliton P_s .

Les études de l'autofocalisation en fonction de la puissance du faisceau injecté dans le guide AlGaAs, menées au chapitre 2 (§ 2.3), mettent en évidence une coupure du faisceau en trois solitons. Cette séparation en trois s'explique par la présence d'AMP et du régime impulsif. Ces études théoriques ne permettent donc pas d'expliquer la dislocation du faisceau en deux solitons, que nous

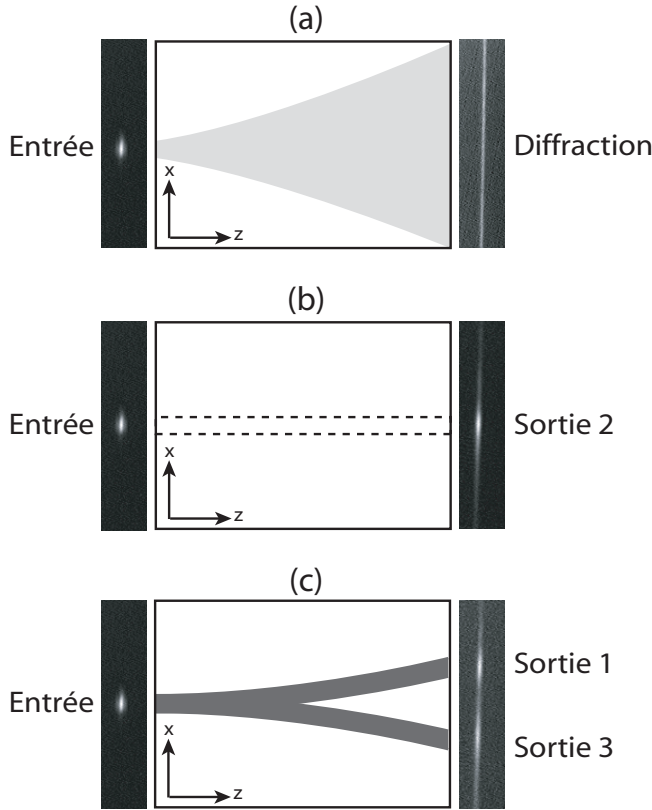


FIG. 4.2 : Réalisation d'une jonction Y avec des solitons Kerr dans l'AlGaAs.

(a) Régime linéaire.

(b) Adressage vers la sortie 2. Propagation soliton, $P = P_s$.

(c) Séparation du faisceau et adressage vers les deux sorties 1 et 3. $P \approx 2,6P_s$.

Les profils d'intensité des images expérimentales se trouvent sur la Fig. 4.3

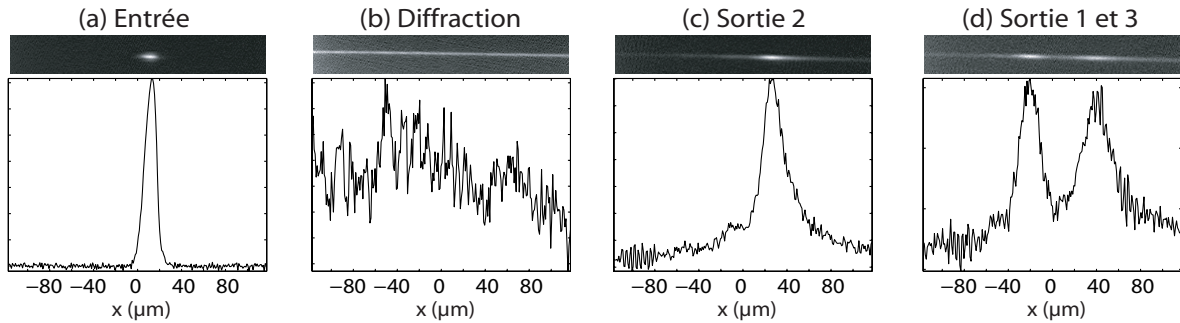


FIG. 4.3 : Images et profils d'intensité normalisés des différentes utilisations de la jonction Y réalisée avec le dispositif picoseconde (montage 2.8). Paramètres : $\lambda = 1480 \text{ nm}$, $FWHM_{ent} = 12 \mu\text{m}$, $z = 17L_D$.

avons pourtant observée à de nombreuses reprises, dans tous les échantillons testés et à différentes longueurs d'onde. Expérimentalement, suivant l'endroit où nous injectons le faisceau dans le guide plan, le comportement à haute puissance pourra être celui attendu du profil à 3 lobes ou celui utile pour réaliser une jonction Y. Bien évidemment, entre les images (c) et (d) des Fig. 4.3 et 4.4, nous avons seulement changé l'intensité initiale du faisceau, et en aucun cas la position d'injection. Cette dislocation du faisceau semble donc induite par une instabilité [40] ou une diffusion stimulée [271], qui n'affecte pas la propagation à la puissance soliton, mais qui à haute puissance, conduit en fin de propagation à 2 faisceaux bien séparés et bien autofocalisés.

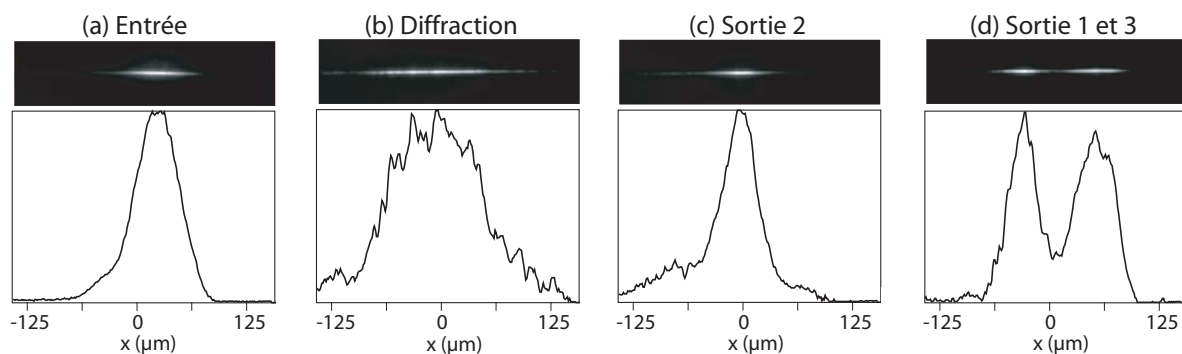


FIG. 4.4 : Images et profils d'intensité normalisés des différentes utilisations de la jonction Y réalisée avec le dispositif femtoseconde (montage 2.6). Paramètres : $\lambda = 1520 \text{ nm}$, $FWHM_{ent} = 50 \mu\text{m}$, $z = 1, 2L_D$.

4.2.2 Connecteur $1 \times N$

Dans la seconde réalisation d'une interconnexion rapidement reconfigurable basée sur les solitons Kerr, nous avons cette fois-ci mis à profit une perturbation initiale de la phase du soliton pour le diriger [111, 112]. Nous avons à nouveau employé le dispositif picoseconde (montage 2.8) : le faisceau focalisé sur la face d'entrée de l'échantillon correspond donc à celui de la Fig. 4.3(a), et diffracte

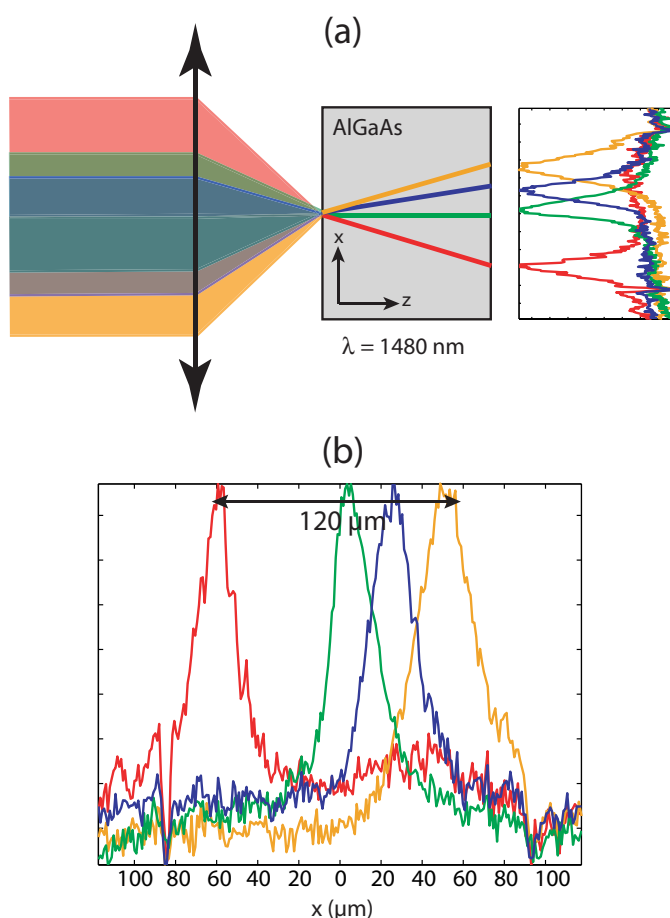


FIG. 4.5 : Réalisation d'une connexion $1 \times N$ avec des solitons Kerr dans l'AlGaAs.
 (a) Principe d'adressage du faisceau.
 (b) Profils expérimentaux en fin de propagation.

toujours en régime linéaire selon les $17 L_D$ (Fig. 4.3(b)). Le principe de l'adressage du faisceau est schématisé sur la Fig. 4.5(a) : un déplacement latéral du faisceau, avant l'objectif de microscope focalisant le faisceau sur la face d'entrée, introduit un angle dans la propagation du faisceau dans le milieu non linéaire. Compte tenu de l'étroitesse du faisceau focalisé, le décalage latéral en fin de propagation se remarque à peine en régime linéaire où le faisceau diffracte très fortement. Par contre, grâce à l'autofocalisation, les faisceaux qui se sont propagés selon des angles légèrement différents peuvent être nettement séparés à la sortie de l'échantillon (Fig. 4.5(b)).

Le déplacement transversal du faisceau devant l'objectif de focalisation a pour origine une instabilité de la position horizontale du faisceau en sortie de l'OPG qui varie d'un tir à l'autre. C'est pourquoi, tandis que le faisceau reste focalisé à une position fixe sur la face d'entrée, le soliton navigue dans une fenêtre de $120\text{ }\mu\text{m}$ sur la face de sortie. Nous n'avons pas cherché ici à optimiser la commande d'adressage afin d'augmenter cette plage de $120\text{ }\mu\text{m}$, notre principal but étant de mettre en évidence la remarquable robustesse de ces solitons très étroits vis-à-vis d'une perturbation initiale de leur phase. Par ailleurs, nous verrons dans la configuration du paragraphe suivant que le contrôle de la position de sortie peut être réalisé à l'aide d'un montage simple. D'autres équipes ont eu une approche différente et ont cherché à optimiser la commande d'adressage dans une souci d'intégration. Elle peut être effectuée en diminuant localement l'indice de réfraction de l'AlGaAs via l'augmentation de la concentration des porteurs de charge (*c.f.* éq. 2.7). Une réalisation a d'abord été démontrée avec une commande électrique via une électrode en forme de prisme [114], puis récemment par une commande optique via un faisceau très intense perpendiculaire au faisceau soliton [115]. Les capacités d'adressage du soliton Kerr (1+1)D peuvent ainsi être utilisées pour réaliser un système d'interconnexion $1 \times N$ ultra-rapide en optique intégrée dans lequel les solitons servent de guide pour le transfert de l'information. Intéressons-nous maintenant aux potentialités des autres solitons étudiés au cours de cette thèse : les solitons écran-PV du LiNbO_3 .

4.3 Etude dans le LiNbO_3 : l'exemple d'un routeur 3-D

Outre les faibles puissances optiques nécessaires, un autre avantage des solitons PR sur les solitons Kerr, pour la réalisation de circuits optiques intégrés, est leur bi-dimensionnalité qui permet d'imaginer des composants utilisant les trois dimensions spatiales et non plus seulement planaires. Pour augmenter les capacités des circuits de l'optique intégrée, actuellement localisés à la surface des substrats, il apparaît avantageux d'accéder à la troisième dimension spatiale. La réalisation de tels composants tri-dimensionnels (3-D) permettrait d'envisager des composants optiques possédant un degré d'intégration supplémentaire et un nombre de fonctions accrues. Une solution prometteuse pour réaliser ces structures dans le cœur des matériaux est de les induire optiquement. Une technique alternative à celle des solitons spatiaux est de photo-inscrire les guides d'onde avec des lasers femtosecondes. Cette technique est basée sur le balayage, le long de l'échantillon, d'un faisceau focalisé très énergétique. Elle a été démontrée dans divers matériaux [272, 273]. Le soliton a l'avantage, quant à lui de ne pas altérer les propriétés cristallines du milieu, ce qui est d'autant plus fondamental dans un matériau comme le LiNbO_3 dont les nombreuses propriétés (*c.f.* § 3.1.1.1) restent ainsi exploitables.

Nous présentons ici la réalisation d'un routeur 1×4 dans du LiNbO_3 [274] qui se démarque des réalisations dans l'AlGaAs par sa configuration 3-D. Il se différencie aussi forcément par le fait que les guides sont d'abord générés par les solitons, puis sont ensuite utilisés pour diriger un signal.

4.3.1 Réalisation de la structure

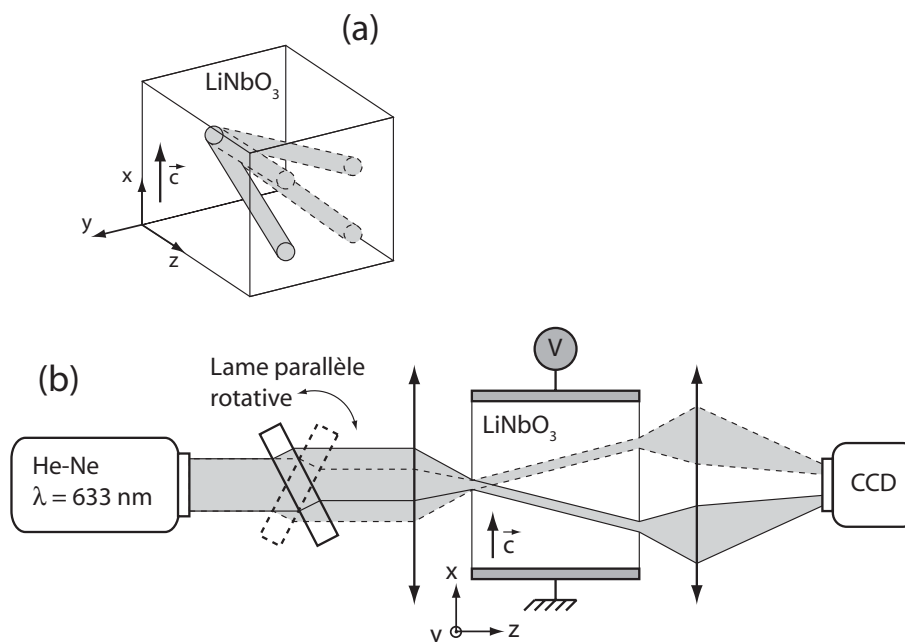


FIG. 4.6 : (a) Principe du connecteur 3-D 1×4 et (b) schéma du dispositif expérimental correspondant.

Le système est basé sur 4 guides inscrits dans un cristal congruent de LiNbO_3 . Ces guides ont en commun un même point d'entrée et ont des orientations différentes dans le cristal, comme décrit par la Fig. 4.6(a). Cette structure est réalisée grâce au dispositif de la Fig. 4.6(b). Comme dans les expériences du chapitre 3, le faisceau d'écriture est issu d'un laser He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) et est focalisé sur la face d'entrée du cristal de 7 mm de long (FWHM = $25 \mu\text{m}$, Fig. 4.7(a)). Le faisceau est polarisé parallèlement à \mathbf{c}^4 . Par rapport au montage 3.5, la principale différence est l'ajout d'une lame de verre à faces parallèles que l'on peut orienter suivant les deux axes transverses x et y . Cette simple commande d'adressage maintient la position du faisceau fixe à l'entrée du cristal tout en permettant d'ajuster précisément sa direction de propagation. Pour la démonstration d'une connexion 1×4 , nous avons choisi 4 directions de propagation de telle manière, qu'avant l'application du champ électrique, le faisceau diffracté puisse être positionné à l'un ou l'autres des 4 coins d'un carré de $150 \mu\text{m}$ de côté. (Fig. 4.7(b)). Il faut noter que sur la Fig. 4.7, les images (b) à (d) correspondent en fait à la somme de 4 images prises séparément, chaque image correspondant à l'une des 4 directions de propagation possibles du faisceau.

Sous l'effet d'un champ électrique appliqué E_0 de 40 kV/cm (parallèle à \mathbf{c}), le faisceau, d'une puissance de $500 \mu\text{W}$, commence à focaliser (Fig. 4.7(c)). L'autofocalisation s'effectue de manière attendue (§ 3.3), c'est-à-dire qu'elle commence d'abord dans la direction x puis dans un second temps suivant y . Pour obtenir le résultat final de la Fig. 4.7(d), le piégeage de chaque faisceau s'est fait de manière séquentielle. Concrètement, le processus d'induction consiste à illuminer le cristal dans une direction donnée durant une minute, ce qui induit une focalisation partielle. Puis ce processus est répété pour chacune des 3 autres directions. On recommence avec la première configuration, et ainsi de suite,

4. Ici, nous n'avons pas étudié l'influence de la polarisation, même si cela aurait été intéressant. En travaillant en polarisation extraordinaire, nous avons voulu optimiser le confinement des faisceaux. Nous n'avons pas non plus cherché à guider un faisceau infra-rouge, sachant que cette polarisation n'est pas optimale pour cette longueur d'onde.

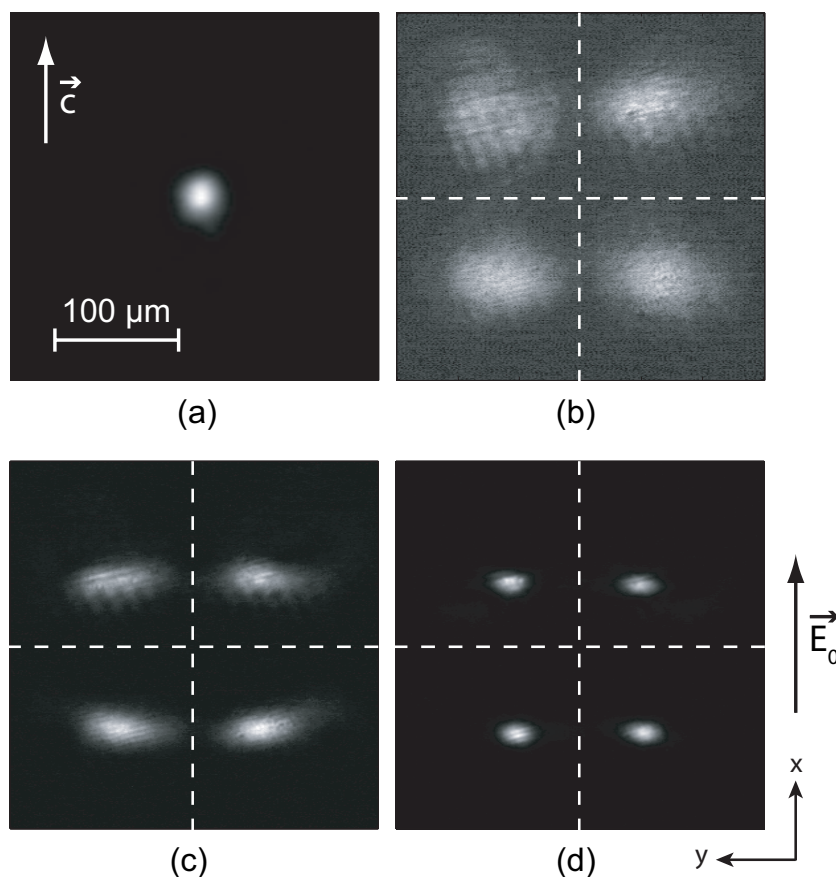


FIG. 4.7 : Réalisation d'une connexion 3-D 1 x 4 avec des solitons PV-PR dans le LiNbO₃.

(a) Image du faisceau d'entrée . Superposition des images de sortie sur les 4 ports : (b) en régime de diffraction, puis sous un champ appliqué de 40 kV/cm (c) après 10 min d'exposition et (d) après 35 min.

jusqu'à atteindre une focalisation efficace. Le confinement dans les deux dimensions transverses est atteint après 35 min d'exposition pour chacun des guides ainsi induits (Fig. 4.7(d)). Le but d'une inscription graduelle est d'éviter que les interactions mutuelles entre les guides ne disymétrisent la réalisation de la structure. Ces interactions sont toutefois perceptibles, puisqu'à la fin, les guides sont plus proches que les centres des faisceaux initiaux. De plus, comme l'on pouvait s'y attendre aux vues de nos expériences du chapitre 2, les guides formés sont finalement elliptiques avec une plus forte auto-focalisation suivant c ($FWHM_x = 15 \mu\text{m}$) que dans l'autre dimension ($FWHM_y = 20 \mu\text{m}$)⁵. A ce stade, nous avons créé un connecteur 3-D intégré composé de 4 guides d'onde induits par des faisceaux autofocalisés. L'étape suivante est de tester l'efficacité de ce système en vérifiant qu'il est possible de diriger un signal vers l'une des 4 sorties aux choix.

5. A la vue de ce résultat, il peut sembler que la taille du faisceau focalisé sur l'entrée n'ait pas été choisie judicieusement, et qu'un waist plus petit aurait permis d'avoir une propagation plus invariante. Il est vrai que les positions des lentilles permettant de choisir la taille du faisceau sur l'entrée (voir montage 3.5) ont été ajustées afin que le faisceau ne bouge pratiquement pas sur la face d'entrée tandis que l'on tourne la lame de verre. Ceci a eu pour conséquence d'augmenter la taille du faisceau focalisé en entrée par rapport à celle des expériences du chapitre 3.

4.3.2 Test du connecteur 1×4

Le temps de reconfiguration du routeur, une fois réalisé, est donné par la vitesse du modulateur de phase et n'est pas lié au temps de réponse de l'effet PR. En conséquence, si une commutation rapide est requise, un système, par exemple acousto ou électro-optique, doit être utilisé à la place de la lame à face parallèle mobile. Le LiNbO_3 , en plus d'être photoréfractif, possédant des effets acousto et électro-optiques, on peut même imaginer un système totalement intégré dans ce matériau. Toutefois, dans les expériences suivantes, la lame de verre est suffisante pour caractériser le potentiel du connecteur. Pour cela, la tension continue est coupée, et de manière similaire à la méthode de fabrication, un signal de 633 nm polarisé extraordinairement est focalisé sur le port d'entrée, et une inclinaison de la phase est introduite pour diriger le signal.

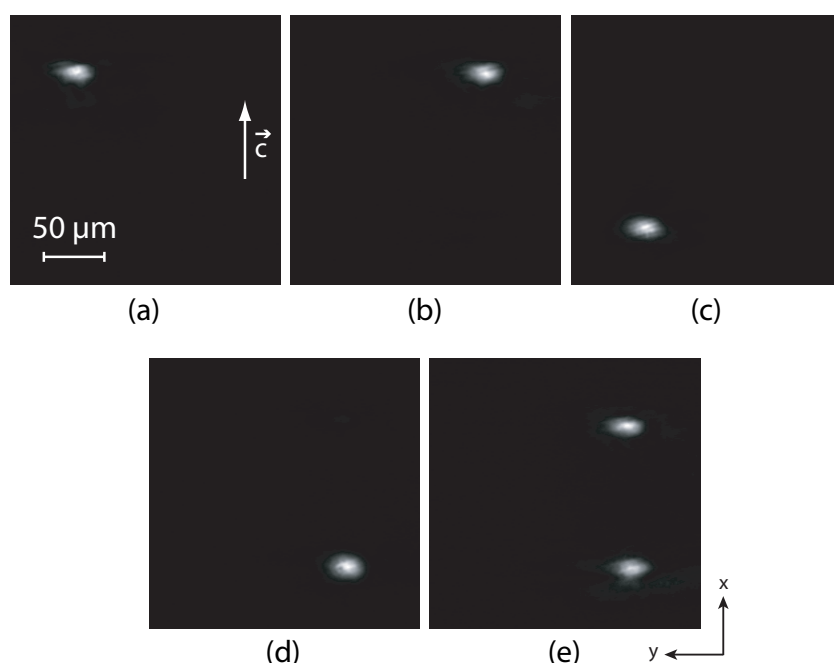


FIG. 4.8 : Image de la face de sortie du routeur photo-induit 1×4 pour 5 configurations d'adressage différentes.

Quatre directions privilégiées, pour lequel le signal est conduit efficacement vers les ports de sorties sont clairement obtenues comme le montrent les résultats de la Fig. 4.8. Les pertes par transmission ont été mesurées inférieures à 0,6 dB et sont principalement dues aux absorptions du LiNbO_3 , et non pas à la structure générée. De plus, la diaphonie entre les ports est évaluée meilleure que 24 dB.

4.3.3 Jonction Y

Le routeur optique, réalisé dans la section précédente, peut également fonctionner en jonction Y, comme le montre la Fig. 4.8(e). En effet, en choisissant une phase intermédiaire pour le signal à l'entrée, il se divise entre deux guides adjacents, et se dirige sur les deux ports de sortie correspondants, sans qu'il n'apparaisse de lumière diffusée à l'extérieur des guides. Dans ce second cas, l'énergie transmise par chacun des canaux peut également être modulée, et on peut ajuster la part d'énergie lumineuse dans chaque guide.

Remarquons, par contre, qu'une jonction Y n'est pas aussi efficace dans la direction perpendiculaire à l'axe c . En effet, la modification d'indice étant moins prononcée suivant y , le profil d'indice induit lors du processus d'écriture, n'est pas aussi adapté pour piéger correctement un faisceau dans deux guides alignés suivant y , une partie de l'énergie étant alors diffusée entre les guides.

4.4 Bilan

Ainsi, nous avons montré que les curiosités scientifiques que sont les solitons spatiaux peuvent également servir à la réalisation de fonctions d'adressage tout-optique.

Le temps de réponse non linéaire subpicoseconde de l'AlGaAs permet de spécifier la direction de sortie d'un signal entrant dans un connecteur plan $1 \times N$, le temps de réponse étant fixé par la commande d'adressage. La réalisation effectuée avec ces solitons se propageant sur plus de $17 L_D$ témoigne, par ailleurs, de leur très grande robustesse. De plus, les propriétés spécifiques des solitons Kerr, permettent d'obtenir une commutation auto-induite d'un port de sortie unique vers deux autres ports de sortie où le signal se répartit, réalisant ainsi une jonction Y .

Avec une toute autre configuration, mais dans une logique similaire, la fabrication d'un connecteur optique 3-D 1×4 utilisant des faisceaux autofocalisés par effet photoréfractif dans le LiNbO₃ a également été démontrée. Ce composant intégré constitue l'élément de base pour concevoir des interconnexions $N \times M$ plus complexes. Il révèle le potentiel de ce matériau comme support de structure 3-D dans des circuits optiques passifs, et ouvre également la voie vers des possibilités intéressantes pour la réalisation de composés actifs 3-D. Pour finir, rappelons que les guides d'onde photo-induits dans le LiNbO₃ sont mémorisés pour durablement, grâce à un temps très long associé à la réponse diélectrique du matériau. Si les signaux qui transitent dans le routeur ont des longueurs d'onde infra-rouge, employées dans les télécoms, ils n'effacent pas la structure induite qui est considérée comme figée. Son effacement et sa réécriture peuvent cependant être réalisés à des longueurs d'onde plus courtes. Par ailleurs, des méthodes permettant de créer des structures permanentes pourront être examinées [84].

Conclusion

Les travaux théoriques et expérimentaux menés au cours de cette thèse ont concerné l'étude de l'autofocalisation de faisceaux et de la propagation de solitons optiques spatiaux dans deux milieux possédants chacun une non-linéarité d'origine physique bien différente : les milieux Kerr et les milieux photoréfractifs. Pour ces deux milieux, l'autofocalisation pouvant conduire à une propagation invariante de type soliton dans des conditions particulières, est rendue possible par une modification de l'indice de réfraction du matériau, qui crée ainsi un guide photo-induit. L'effet Kerr se traduit par une non-linéarité quasi-instantanée proportionnelle à l'intensité lumineuse. L'effet photoréfractif implique un ensemble de phénomènes physiques. Tout d'abord, des charges sont photo-ionisées ce qui génère des électrons/trous libres qui migrent dans le matériau et sont repiégées majoritairement dans les zones sombres. Un champ de charge d'espace se forme et modifie l'indice de réfraction par l'intermédiaire d'un effet électro-optique.

Solitons Kerr brillants (1+1)D dans le semiconducteur AlGaAs

Dans une première étude, nous avons caractérisé les limites physiques à la propagation des solitons Kerr (1+1)D dans un guide plan semiconducteur d'AlGaAs. Le choix de ce matériau comme support à la propagation des solitons Kerr repose sur une figure de mérite optimale avec un fort effet Kerr autour de 1550 nm, un temps de réponse sub-picoseconde et la disponibilité de la technologie mature de la filière GaAs qui permet d'envisager l'association de composants non linéaires à ceux de l'optique intégrée.

Notre étude a montré que les absorptions multiphotoniques, bien que relativement faibles, ont un rôle prépondérant pour la propagation solitonique. Leur implication sur l'autofocalisation va bien au-delà, de la simple diminution de puissance en sortie de guide. Elle modifie de manière déterminante la forme spatiale et temporelle des impulsions lumineuses. Ainsi, nous avons démontré que la récurrence des solitons d'ordre supérieur est inhibée par la présence des absorptions non linéaires qui augmentent avec l'intensité. En effet, à haute puissance, le fort effet Kerr entraîne une compression spatiale du faisceau en début de propagation, dont une partie de l'énergie se trouve absorbée par absorption non linéaire. Le sommet de l'impulsion temporelle se sépare alors en deux parties, qui vont ensuite se propager de manière similaire à deux solitons spatiaux qui s'éloignent l'un de l'autre, au lieu de se recombiner comme ce serait le cas en l'absence d'absorption multiphotonique. Au final, sur les images expérimentales obtenues par intégration sur une caméra, on observe un profil spatial à trois lobes. Les deux lobes latéraux correspondent au centre temporelle de l'impulsion, tandis que le lobe central moins intense, qui correspond à l'avant et à l'arrière de l'impulsion, se propage comme un soliton fondamental peu perturbé par l'absorption non linéaire.

Par ailleurs, une étude expérimentale en fonction de la longueur d'onde autour de 1550 nm, montre que la courbe de dispersion de l'effet Kerr associée à celles des absorptions non linéaires constituent des paramètres clés pour interpréter les observations expérimentales. En effet, pour les courtes longueurs d'onde, nous avons observé que, malgré un coefficient de Kerr plus fort, l'augmentation de la puissance optique pour contre-balancer la diffraction naturelle, fait apparaître des lobes latéraux en même temps que la partie centrale commence à autofocaliser, signe d'une forte absorption à deux photons. Pour les grandes longueurs d'onde, l'effet Kerr diminue alors que l'absorption à trois photons augmente. Une puissance lumineuse forte ne permet d'obtenir qu'une modification d'indice faible qui est limitée par les absorptions non linéaires. Ainsi, pour les grandes longueurs d'onde, il est impossible d'obtenir une propagation soliton.

Nous avons également fait varier la durée des impulsions qui constitue une autre limite à l'autofocalisation et à la propagation solitonique. Pour des durées d'impulsion inférieures à la picoseconde, la dispersion chromatique et, dans une moindre mesure, la temps de réponse non linéaire empêchent une autofocalisation efficace. Pour des impulsions de quelques dizaines de picosecondes, ces deux effets deviennent négligeables. Dans ce cas, si l'on cherche à augmenter la longueur effective sur laquelle se propage le soliton, deux solutions sont possibles : soit augmenter la longueur de propagation, soit diminuer la taille des faisceaux solitons. La longueur de propagation est alors restreinte par l'absorption linéaire du matériau et les pertes du guide plan. Nous avons alors obtenu une propagation soliton sur 17 longueurs de diffraction en focalisant fortement le faisceau à l'entrée du guide plan ($\text{FWHM} \approx 12 \mu\text{m}$). Dans ces conditions, nous avons constaté que l'intensité nécessaire au régime soliton est proche du seuil de dommage du matériau. En régime nanoseconde, le seuil de dommage du guide AlGaAs est très faible et devient le problème principal qui empêche une propagation soliton. Finalement, le régime picoseconde apparaît comme le régime privilégié pour une autofocalisation efficace sur une grande longueur de propagation pour une longueur d'onde d'utilisation autour de 1530 nm dans nos échantillons.

Solitons photoréfractifs brillants (2+1)D dans le LiNbO_3

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés au soliton photoréfractif brillant (2+1)D dans le LiNbO_3 . Pour cette catégorie de soliton, la problématique n'est pas de déterminer les limites à sa propagation mais plutôt de démontrer les conditions d'obtention de ce nouveau soliton, le soliton écran-PV, et de caractériser les propriétés des guides induits. Dans le LiNbO_3 , en l'absence de champ appliqué, le courant photovoltaïque provoque une variation d'indice défocalisante par effet photoréfractif. Le soliton brillant étudié nécessite donc l'application d'un champ électrique qui s'oppose à l'effet photovoltaïque intrinsèque au matériau, afin de produire un effet non linéaire focalisant. Après avoir analysé la formation de ces solitons photoréfractifs, nous avons, dans une seconde étape, caractérisé les guides associés afin de juger de leur potentiel pour réaliser des structures guidantes 3-D au cœur de ce matériau essentiel de l'optique intégrée.

Nous avons d'abord déterminé les courbes d'existence de ces solitons écrans-PV grâce à un modèle semi-analytique (1+1)D qui permet de trouver l'expression développée du champ de charge d'espace induit par la distribution inhomogène des charges photo-induites. L'expression du champ de charge dépendant du temps donne la modification d'indice induite pour un profil d'intensité donné. Cette expression a été utilisée conjointement à l'équation de propagation non linéaire afin d'obtenir les courbes d'existence du soliton. Ces courbes montrent que des solitons brillants peuvent effectivement être obtenus si une tension électrique suffisamment forte pour entraîner les charges libres dans une direction opposée à celle imposée par le courant photovoltaïque. Cette étude théorique fait

apparaître que le soliton transitoire qualifié de soliton quasi-établi est un moyen aisé de générer des guides dans un matériau tel que le LiNbO_3 .

Cette configuration, qui permet la formation de solitons en régime transitoire, présente de nombreux avantages qui justifient pleinement les nombreuses expériences que nous avons effectuées pour caractériser ce régime. En effet, l'ajout d'éclairement de fond est inutile et seul un contrôle du temps d'exposition est nécessaire pour générer un guide optimisé. De plus, l'intensité lumineuse permet d'ajuster le temps de formation du soliton sans en modifier sa taille. Nous avons plus particulièrement étudié l'influence de la polarisation du faisceau sur l'autofocalisation, et sur la qualité des guides photo-induits. Puisque le profil du guide reste mémorisé dans le matériau après coupure du champ appliqué et du faisceau soliton, ces solitons constituent donc une technique simple pour générer des guides à symétrie circulaire utilisables aux longueurs d'onde du visible mais également dans l'infrarouge. Dans ce cadre, l'obtention d'un guide à partir d'un soliton réalisé en polarisation extraordinaire sera plus rapide, grâce au plus fort effet électro-optique, mais le confinement d'un faisceau d'une autre polarisation ou d'une autre longueur d'onde ne sera pas optimisé. Nous avons ainsi mis en évidence que l'autofocalisation d'un faisceau de polarisation ordinaire, bien que bénéficiant d'un effet électro-optique plus faible, conduit à une confinement efficace grâce à un effet photovoltaïque diminué. Au final, un guide réalisé en polarisation ordinaire, sera moins sensible à la polarisation et à la longueur d'onde. Dans cette configuration, nous avons montré qu'un guide réalisé à la longueur d'onde de 633 nm est efficace pour guider un signal à la longueur d'onde de 1550 nm.

Enfin, nous avons démontré que les solitons spatiaux peuvent se propager selon des trajectoires complexes, ce qui offre la possibilité de générer des guides variés. Ainsi, le soliton est suffisamment robuste pour résister à des réflexions totales, ce qui permet des renvois à 90° avec de faibles pertes. Et d'autre part, un fort champ appliqué conduit à former un soliton à trajectoire courbe. Afin d'expliquer la formation des solitons à trajectoire courbes, une modélisation numérique prenant en compte une saturation possible des charges disponibles dans nos échantillons de LiNbO_3 , non intentionnellement dopés, a été développée. Elle est en bon accord avec les expériences et explique que durant la phase d'écriture du soliton, cette saturation des charges disponibles entraînent la formation d'une distribution de champ de charge dont le profil est dissymétrique. Cela se traduit, en sortie de cristal, par un déplacement du faisceau focalisé dans la direction opposée au champ appliqué, conduisant au final à la création d'un guide courbe dont la position de sortie est fortement décalée par rapport à la position initiale. Ainsi, un déplacement supérieur à $250\text{ }\mu\text{m}$ a été obtenu expérimentalement.

Application à l'adressage tout-optique

Dans la dernière partie de ce manuscrit, nous avons testé les potentialités des solitons pour l'adressage optique à travers deux configurations. La première, a permis de vérifier les capacités des solitons Kerr pour des interconnexions rapidement reconfigurables, que ce soit par le biais d'une jonction Y ou pour contrôler la direction d'un signal vers une sortie spécifique dans un routeur 1 vers N. Dans une seconde configuration, un composant d'optique intégrée 3-D, remplissant la fonction de routage 1 vers 4 et pouvant également être utilisé en tant que diviseur de faisceau, est démontré dans le LiNbO_3 à l'aide de solitons photoréfractifs.

Arrivé au terme de cette thèse, le lecteur pourrait s'attendre à ce qu'une position en faveur de l'un ou l'autre de ces solitons soit prise en ce qui concerne le potentiel réel pour les applications futures d'adressage tout optique réalisées par des solitons spatiaux. Il est difficile d'avoir un avis aussi tranché car les deux milieux étudiés ont des propriétés non linéaires très complémentaires.

Les milieux Kerr sont traditionnellement employés en configuration planaire et permettent d'atteindre une autofocalisation stable en milieu massif. Ils offrent alors une réponse ultra-rapide ce qui autorise un temps de reconfiguration du système inférieure à la picoseconde. Cependant, les puissances requises, à l'heure actuelles sont trop importantes pour envisager un développement commercial à un coût raisonnable. Des avancées importantes sont encore nécessaires tant au niveau des matériaux que des sources lasers pour des applications concrètes. Les lasers fibrés qui apparaissent sur le marché peuvent apporter des solutions qui facilitent ces réalisations. Par ailleurs, de gros efforts de recherche sont effectués, afin d'augmenter la non-linéarité Kerr tout en limitant l'absorption non linéaires, comme par exemple avec des l'inclusion de boîtes quantiques dans le guide d'AlGaAs ou avec l'élaboration des verres chalcogénures.

Les milieux photoréfractifs, sièges d'une autofocalisation stable bidimensionnelle opérationnelle à très basse puissance, semblent plus intéressants d'un point de vue applicatif; non seulement pour les fonctions d'adressage, mais aussi, plus simplement, pour la réalisation de guides dans le cœur du matériau grâce à une technique facile à mettre en œuvre. Dans ce cas là, la reconfigurabilité du système, n'est bien sûr pas l'atout principal, surtout pour un matériau tel que le LiNbO_3 . Il reste cependant possible d'effacer et de réécrire des structures guidantes à volonté, ce qui peut être satisfaisant pour des systèmes où le temps de reconfigurabilité n'est pas le paramètre clé. D'autre part, on peut imaginer une reconfigurabilité du composant qui n'est pas liée au temps de réponse de l'effet photoréfractif, comme nous l'avons montré dans le cas du routeur $1 \times N$ qui s'appuie sur une modulation de phase externe. Finalement, c'est surtout la réalisation de composants intégrés tri-dimensionnels, permettant d'envisager des systèmes optiques possédant un degré d'intégration supplémentaire et un nombre de fonctions accrues, qui ouvre le plus de perspectives avec des solitons photoréfractifs dans le LiNbO_3 . D'autant plus que nous avons montré qu'ils sont robustes aux réflexions totales et peuvent être courbés, ce qui permet d'envisager des circuits optiques 3-D denses à faibles pertes et possédant des trajectoires complexes. La technique soliton ayant l'avantage par rapport aux autres techniques d'inscription de guides d'onde, de ne pas altérer les propriétés cristallines du milieu, ce qui est d'autant plus fondamental dans un matériau comme le LiNbO_3 dont les nombreuses propriétés restent ainsi exploitables. Les travaux futurs indispensables permettront, par exemple, d'exploiter ces solitons dans du LiNbO_3 rendu actif par dopage, ou d'utiliser le guide photo-induit pour faciliter la conversion de fréquences exploitant la non-linéarité d'ordre 2. D'autres études devront par ailleurs déterminer les conditions pour fixer les structures photo-induites.

Pour autant, je ne saurais, dresser le bilan de ma thèse en me limitant au potentiel applicatif des recherches effectuées. La compréhension des divers phénomènes mis en jeu lors de ces travaux sur l'autofocalisation, et plus généralement de la physique non linéaire, peut, je l'espère, inspirer des solutions aux études futures de ce domaine.

Bibliographie

- [1] J.S. RUSSELL : Report on waves. *In Report on the Fourteenth Meeting of the British Association for Advancement of Science*, page 311, 1884.
 - [2] D.J. KORTEWEG et G. De VRIES : The change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves. *Philosophical Magazine*, 5:422, 1895.
 - [3] N.J. ZABUSKY et M.D. KRUSKAL : Interactions of "solitons" in a collisionless plasma and the recurrence of initial states. *Phys. Rev. Lett.*, 15:240, 1965.
 - [4] E. FERMI, J. PASTA et S. ULAM : *Collected Papers of Enrico Fermi*, volume 2, chapitre Studies of non linear problems, pages 978–988. University Press of Chicago Press, Chicago, 1955.
 - [5] M. REMOISSENET : *Waves Called Solitons: Concepts and Experiments*. Springer, 3^{ème} édition, 1999.
 - [6] M. PEYRARD et T. DAUXOIS : *Physique des solitons*. Savoirs actuels. EDP Sciences, 2004.
 - [7] F. SANCHEZ : *Optique Non Linéaire : cours et problèmes résolus*. Ellipses Marketing, 1999.
 - [8] G.P. AGRAWAL : *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego, 3^{ème} édition, 1995.
 - [9] A. HASEGAWA et F. TAPPERT : Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. anomalous dispersion. *Appl. Phys. Lett.*, 23:142, 1973.
 - [10] L.F. MOLLENAUEUR, R.H. STOLEN et J.P. GORDON : Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 45:1095, 1980.
 - [11] L.F. MOLLENAUER et K. SMITH : Demonstration of soliton transmission over more than 4,000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain. *Opt. Lett.*, 13:675, 1988.
 - [12] A. HASEGAWA : Soliton-based optical communications: an overview. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 6:1161, 2000.
 - [13] A. HASEGAWA et Y. KODAMA : *Solitons in optical communications*. Oxford University Press, Oxford, 1995.
 - [14] I. IANNONE, F. MATERA, A. MECOZZI et M. SETTEMBRE : *Nonlinear optical communication networks*. Wiley, New York, 1998.
 - [15] http://www.marconi.com/Home/customer_center/Products/Core/Optical%20Multiservice%20Core/UPLx.
 - [16] J. MCENTEE : Solitons go the distance for Marconi. *Fibre Systems Europe*, page 19, 2003.
 - [17] H.A. HAUS : Mode-locking of lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 6:1173, 2000.
 - [18] Y.S. KIVSHAR et G.I. STEGEMAN : Spatial optical solitons - guiding light for future applications. *Opt. Photon. News*, 13:5, 2002.
-

-
- [19] B. LUTHER-DAVIS et G.I. STEGEMAN : *Spatial solitons*, chapitre Materials for spatial solitons, pages 19–36. Springer, Berlin, 2001.
- [20] A.W. SNYDER et F. LADOUCEUR : Light guiding light: Letting light be the master of its own destiny. *Opt. Photon. News*, 10:35, 1999.
- [21] R. RAMASWAMI et K. SIVARAJAN : *Optical networks: a practical perspective*. Morgan Kaufmann, San Francisco, 2ème édition, 2001.
- [22] M. HERCHER : Laser-induced damage in transparent media. *J. Opt. Soc. Am.*, 54:563, 1964.
- [23] R.Y. CHIAO, E. GARMIRE et C.H. TOWNES : Self-trapping of optical beams. *Phys. Rev. Lett.*, 13:479, 1964.
- [24] A. BARTHÉLEMY, S. MANEUF et C. FROEHLI : Propagation soliton et auto-confinement de faisceaux laser par non linéarité optique de Kerr. *Opt. Commun.*, 55:201, 1985.
- [25] S. MANEUF et F. REYNAUD : Quasi-steady state self-trapping of first, second and third order subnanosecond soliton beams. *Opt. Commun.*, 66:325, 1988.
- [26] R.W. BOYD : *Nonlinear optics*, chapitre 4 The intensity-dependent refractive index, pages 159–190. Academic Press, Boston, 1992.
- [27] G.A. ASKAR'YAN : Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms. *Sov. Phys. JETP*, 15:1088, 1962.
- [28] N.N. AKHMEDIEV : Spatial soliton in Kerr and Kerr-like media. *Opt. Quantum Electron.*, 30:535, 1998.
- [29] P.L. KELLEY : Self focusing of optical beams. *Phys. Rev. Lett.*, 15:1005, 1965.
- [30] V.I. BESPALOV et V.I. TALANOV : Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids. *Sovi. Phys. JETP Lett.*, 3:307, 1966.
- [31] L.A. OSTROVSKY : Propagation of wave packets and space-time self-focusing in a nonlinear medium. *Sov. Phys. JETP*, 24:797, 1967.
- [32] V.E. ZAKHAROV : Instability of self-focusing of light. *Sov. Phys. JETP*, 26:994, 1968.
- [33] V.E. ZAKHAROV et A.B. SHABAT : Exact theory of two-dimensional self-focusing and one dimensional self modulation of waves in nonlinear media. *Sov. Phys. JETP*, 34:62, 1972.
- [34] S. MANEUF, R. DESAILLY et C. FROEHLI : Stable self-trapping of lasers beam: Observation in a nonlinear planar waveguide. *Opt. Commun.*, 65:193, 1988.
- [35] J.S. AITCHISON, A.M. WIENER, Y. SILBERBERG, M.K. OLIVER, J.L. JACKEL, D.E. LEAIRD, E.M. VOGEL et P.W.E. SMITH : Observation of optical solitons in a nonlinear glass waveguide. *Opt. Lett.*, 15:471, 1990.
- [36] J.S. AITCHISON, K. AL-HEMYARI, C.N. IRONSIDE, R.S. GRANT et W. SIBBETT : Observation of spatial solitons in AlGaAs waveguides. *Electron. Lett.*, 28:1879, 1992.
- [37] U. BARTUCH, U. PESCHEL, T. GLABER, R. WALDHAÜSL et H.-H. HÖRHOLD : Experimental investigations and numerical simulations of spatial solitons in planar polymer waveguide. *Opt. Commun.*, 134:49–, 1997.
- [38] Y.S. KIVSHAR et A.A. SUKHORUKOV : *Spatial solitons*, chapitre Stability of spatial optical solitons, pages 211–245. Springer, Berlin, 2001.
- [39] L. BERGÉ : *Spatial solitons*, chapitre Nonlinear wave collapse, pages 247–267. Springer, Berlin, 2001.
- [40] C. CAMBOURNAC : *Instabilités spatiales en milieu de Kerr : réseaux de solitons spatiaux et brisure de symétrie des solitons multimodes dans un guide plan*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2003.
-

-
- [41] K. TAI, A. TOMITA, J.L. JEWELL et A. HASEGAWA : Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 THz repetition rate by induced modulational instability. *Appl. Phys. Lett.*, 49:236, 1986.
- [42] R. GRASSER : *Génération, propagation de réseaux périodiques de solitons spatiaux dans un milieu Kerr massif*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 1998.
- [43] R.A. FUERST, D.-M. BABOIU, B. LAURENCE, W.E. TORRUELLAS, G.I. STEGEMAN, S. TRILLO et S. WABNITZ : Spatial modulational instability and multisolitonlike generation in a quadratically nonlinear optical medium. *Phys. Rev. Lett.*, 78:2756, 1997.
- [44] D. KIP, M. SOLJACIC, M. SEGEV, E.D. EUGENIEV et D.N. CHRISTODOULIDES : Modulational instability and pattern formation in spatially incoherent light beam. *Science*, 290:495, 2000.
- [45] N.N. AKHMEDIEV et A. ANKIEWICZ : *Solitons: nonlinear pulses and beams*. Chapman & Hall, London, 1997.
- [46] J.S. AITCHISON, A.M. WEINER, Y. SILBERBERG, D.E. LEAIRD, M.K. OLIVER, J.L. JACKEL et P.W.E. SMITH : Experimental observation of spatial soliton interactions. *Opt. Lett.*, 16:15, 1991.
- [47] A. CIATTONI, B. CROSSIGNANI, P. DI PORTO et A. YARIV : Perfect optical solitons: spatial Kerr solitons as exact solutions of Maxwell's equations. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22:1384, 2005.
- [48] Y.S. KIVSHAR : Bright and dark spatial solitons in non-Kerr media. *Opt. Quant. Electron.*, 30:571, 1998.
- [49] Y. SILBERBERG et G.I. STEGEMAN : *Spatial solitons*, chapitre One-dimensional spatial solitons in Kerr media, pages 211–245. Springer, Berlin, 2001.
- [50] M. SHALABY, F. REYNAUD et A. BARTHÉLEMY : Experimental observation of spatial soliton interactions with a $\pi/2$ relative phase difference. *Opt. Lett.*, 17:778, 1992.
- [51] J.U. KANG, G.I. STEGEMAN et J.S. AITCHISON : Weak-beam trapping by bright spatial solitons in AlGaAs planar waveguides. *Opt. Lett.*, 20:2069, 1995.
- [52] J.U. KANG, G.I. STEGEMAN et J.S. AITCHISON : One-dimensional spatial soliton dragging, trapping, and all-optical switching in AlGaAs waveguides. *Opt. Lett.*, 21:189, 1996.
- [53] J.U. KANG, G.I. STEGEMAN, J.S. AITCHISON et N. AKHMEDIEV : Observation of Manakov spatial solitons in AlGaAs planar waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 76:3699, 1996.
- [54] M. DELQUÉ, T. SYLVESTRE, H. MAILLOTTE, C. CAMBOURNAC, P. KOCKAERT et M. HAELTERMAN : Experimental observation of the elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr media. *Opt. Lett.*, 24:3383, 2005.
- [55] Y.S. KIVSHAR et G.P. AGRAWAL : *Optical solitons*, chapitre 11, Discrete solitons, pages 386–424. Academic Press, 2003.
- [56] F. LEDERER, S. DARMANYAN et A. KOPYAKOV : *Spatial solitons*, chapitre Discrete solitons, pages 269–292. Springer, Berlin, 2001.
- [57] E.A. ULTANIR, G.I. STEGEMAN, D. MICHAELIS, C.H. LANGE et F. LEDERER : Stable dissipative solitons in semiconductor optical amplifiers. *Phys. Rev. Lett.*, 90:253903, 2003.
- [58] J.E. BJORKHOLM et A. ASHKIN : CW self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 32:129, 1974.
- [59] W.E. TORRUELLAS, B. LAWRENCE et G.I. STEGEMAN : Self-focusing and 2D spatial solitons in PTS. *Electron. Lett.*, 33:2092, 1996.
- [60] A. ASHKIN, G. BOYLD, J. DZIEDZIC, R. SMITH, A. BALLMAN, J. LEVINSTEIN et K. NASSAU : Increased optical damage resistance in lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 9:72, 1966.
-

-
- [61] A. ASHKIN et J.M. DZIEDZIC : Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *Science*, 235:1517, 1987.
 - [62] F. S. CHEN, J.T. LAMACCHIA et D.B. FRASER : Holographic storage in lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 13:223, 1968.
 - [63] F.S. CHEN : Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 . *J. Appl. Phys.*, 40:3389, 1969.
 - [64] P. YEH : *Introduction to photorefractive nonlinear optics*. Wiley, New York, 1993.
 - [65] M. SEGEV, B. CROSIGNANI, A. YARIV et B. FISCHER : Spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 68:923, 1992.
 - [66] G. DUREE, J.L. SHULTZ, G.J. SALAMO, M. SEGEV, A. YARIV, B. CROSIGNANI, P. Di PORTO, E.J. SHARP et R.R. NEURGAONKAR : Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect. *Phys. Rev. Lett.*, 71:533, 1993.
 - [67] V.L. VINETSKII et N.V. KUKHTAREV : Wave front convolution in 4-wave interaction in media with nonlocal nonlinearity. *Sovi. Phys. JETP Lett.*, 30:6, 1979.
 - [68] E. DELRE, B. CROSIGNANI et P. Di PORTO : *Spatial solitons*, chapitre Photorefractive solitons, pages 61–85. Springer, Berlin, 2001.
 - [69] B. CROSIGNANI, M. SEGEV, D. ENGIN, P. Di PORTO, A. YARIV et G. SALAMO : Self-trapping of optical beams in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10:446, 1993.
 - [70] N. FRESSENGEAS, J. MAUFOY et G. KUGEL : Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons. *Phys. Rev. E*, 54:6866, 1996.
 - [71] M. SEGEV, G.C. VALLEY, B. CROSIGNANI, P. Di PORTO et A. YARIV : Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied-field. *Phys. Rev. Lett.*, 73:3211, 1994.
 - [72] D.N. CHRISTODOULIDES et M.I. CARVALHO : Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12:3211, 1995.
 - [73] S.R. SINGH et D.N. CHRISTODOULIDES : Evolution of spatial solitons in biased photorefractive media under steady-state conditions. *Opt. Commun.*, 118:569, 1995.
 - [74] G.C. VALLEY, M. SEGEV, B. CROSIGNANI, A. YARIV, M.M. FEJER et M.C. BASHAW : Dark and bright photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. A*, 50:R4457, 1994.
 - [75] M. TAYA, M.C. BASHAW, M.M. FEJER, M. SEGEV et G.C. VALLEY : Observation of dark photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. A*, 52:3095, 1995.
 - [76] M. SEGEV, G.C. VALLEY, M.C. BASHAW, M. TAYA et M.M. FEJER : Photovoltaic spatial solitons. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14:1772, 1997.
 - [77] G. COUTON : *Solitons spatiaux photovoltaïques dans le LiNbO_3* . Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2004.
 - [78] K. KOS, G.J. SALAMO et M. SEGEV : High intensity nanosecond photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, 23:1001, 1998.
 - [79] M. SHIH, M. SEGEV, G.C. VALLEY, G.J. SALAMO, B. CROSIGNANI et P. Di PORTO : Observation of two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons. *Electron. Lett.*, 31:826, 1995.
 - [80] Z. CHEN, M. SHIH, M. SEGEV, D.W. WILSON, R.E. MULLER et P.D. MAKER : Steady-state vortex-screening solitons formed in biased photorefractive media. *Opt. Lett.*, 22:1751, 1997.
 - [81] A.A. ZOZULYA et D.Z. ANDERSON : Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field. *Phys. Rev. A*, 51:1520, 1995.
-

-
- [82] A.A. ZOZULYA et D.Z. ANDERSON : Nonstationary self-focusing in photorefractive media. *Opt. Lett.*, 20:837, 1995.
- [83] M. MORIN, G.C. DUREE, G.J. SALAMO et M. SEGEV : Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, 20:2066, 1995.
- [84] M. KLOTZ, H. MENG, G.J. SALAMO, M. SEGEV et S.R. MONTGOMERY : Fixing the photorefractive soliton. *Opt. Lett.*, 24:77, 1999.
- [85] M. MITCHELL, Z. CHEN, M. SHIH et M. SEGEV : Self-trapping of partially spatially incoherent light. *Phys. Rev. Lett.*, 77:490, 1996.
- [86] M. MITCHELL et M. SEGEV : Self-trapping of incoherent white light. *Nature*, 387:880, 1997.
- [87] D.N. CHRISTODOULIDES, T. COSKUN, M. MITCHELL et M. SEGEV : Theory of incoherent self-focusing in biased photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 78:646, 1997.
- [88] M. MITCHELL, M. SEGEV, T. COSKUN et D.N. CHRISTODOULIDES : Theory of self-trapped spatially incoherent light beams. *Phys. Rev. Lett.*, 78:4990, 1997.
- [89] A. PICCOZZI, M. HAELTERMAN, S. PITOIS et G. MILLOT : Incoherent solitons in instantaneous response nonlinear media. *Phys. Rev. Lett.*, 92:143906, 2004.
- [90] W.E. TORRUELLAS, Z. WANG, D.J. HAGAN, E.W. VANSTRYLAND, G.I. STEGEMAN, L. TORNER et C.R. MENYUK : Observation of two-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium. *Phys. Rev. Lett.*, 74:5036, 1995.
- [91] N.Y. KARAMZIN et A.P. SUKHORUKOV : Mutual focusing of high-power light beams in media with quadratic nonlinearity. *Sovi. Phy. JETP*, 41:414, 1976.
- [92] W. TORRUELLAS, Y.S. KIVSHAR et G.I. STEGEMAN : *Spatial solitons*, chapitre Quadratic solitons, pages 127–168. Springer, Berlin, 2001.
- [93] V. COUDERC, E. LOPEZ-LAGO, A. BARTHÉLEMY, C. De ANGELIS et F. GRINGOLI : Trapping of a weak probe through coupling with a two-color quadratic spatial soliton. *Opt. Commun.*, 203:421, 2002.
- [94] L. LEFORT : *Opérations photoniques rapides basées sur l'interaction de solitons spatiaux et sur des processus non linéaires quadratiques*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1996.
- [95] G. ASSANTO, M. PECCianti et C. CONTI : Nematicons: Optical spatial solitons in liquid crystals. *Opt. Photon. News*, 14:45, 2003.
- [96] Y.S. KIVSHAR et G.P. AGRAWAL : *Optical solitons*, chapitre 14 Related concepts, Spatial solitons in liquid crystals, pages 474–480. Academic Press, 2003.
- [97] M. PECCianti, C. CONTI, G. ASSANTO, A. De LUCA et C. UMETON : Routing of anisotropic spatial solitons and modulational instability in liquid crystals. *Nature*, 387:880, 1997.
- [98] M. PECCianti, C. CONTI, G. ASSANTO, A. De LUCA et C. UMETON : All-optical switching and logic gating with spatial solitons in liquid crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 81:3335, 2002.
- [99] R. MCLEOD et K. WAGNER S. BLAIR : (3+1)-dimensional optical soliton dragging logic. *Phys. Rev. A*, 52, 1995.
- [100] Y. SILBERBERG : Collapse of optical pulses. *Opt. Lett.*, 15:1282, 1990.
- [101] H.S. EISENBERG, R. MORANDOTTI, Y. SILBERBERG, S. BAR-AD, D. ROSS et J.S. AITCHISON : Kerr spatiotemporal self-focusing in a planar glass waveguide. *Phys. Rev. Lett.*, 87:043902, 2001.
- [102] P. Di TRAPANI, D. CAIRONI, G. VALIULIS, A. DUBIETIS, R. DANIELIUS et A. PISKARSKAS : Observation of temporal solitons in second-harmonic generation with tilted pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 81:570, 1998.
-

-
- [103] X. LIU, L.J. QIAN et F. WISE : Generation of optical spatiotemporal solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 82:4631, 1999.
 - [104] X. LIU, K. BECKWITT et F. WISE : Two-dimensional optical spatiotemporal solitons in quadratic media. *Phys. Rev. E*, 62:1328, 2000.
 - [105] F. WISE et P. Di TRAPANI : The hunt for light bullets - Spatiotemporal solitons. *Opt. Photon. News*, 13:28, 2002.
 - [106] B.A. MALOMED, D. MIHALACHE, F. WISE et L. TORNER : Spatiotemporal optical solitons. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, 7:R53, 2005.
 - [107] Y.S. KIVSHAR et G.P. AGRAWAL : *Optical solitons*, chapitre 8, Spatiotemporal solitons, pages 212–248. Academic Press, 2003.
 - [108] G. FANJOUX, F. DEVAUX, E. LANTZ et H. MAILLOTTE : The generation of spatial soliton arrays in a planar Kerr waveguide from seeded spontaneous parametric down conversion. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, Special Issue on Optical solitons 6:250, 2004.
 - [109] J.S. AITCHISON, Y. SILBERBERG, A.M. WIENER, D.E. LEAIRD, M.K. OLIVER, J.L. JACKEL, E.M. VOGEL et P.W.E. SMITH : Spatial optical solitons in a planar glass waveguides. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8:1290, 1991.
 - [110] A. VILLENEUVE, J.S. AITCHISON, J.U. KANG, P.G. WIGLEY et G.I. STEGEMAN : Integrated ultrafast saturable absorber. *Opt. Lett.*, 19:761, 1994.
 - [111] P.V. MAMYSHEV, A. VILLENEUVE, G.I. STEGEMAN et J.S. AITCHISON : Steerable optical waveguides formed by bright spatial solitons in AlGaAs. *Electron. Lett.*, 30:726, 1994.
 - [112] J.U. KANG, C.J. HAMILTON, J.S. AITCHISON et G.I. STEGEMAN : Spatial soliton robustness against spatially anisotropic phase perturbations. *Appl. Phys. Lett.*, 70:1363, 1997.
 - [113] L. FRIEDRICH, G.I. STEGEMAN, P. MILLAR, C.J. HAMILTON et J.S. AITCHISON : Dynamic, electronically controlled angle steering of spatial solitons in AlGaAs slab waveguides. *Opt. Lett.*, 23:1438, 1998.
 - [114] L. FRIEDRICH, G.I. STEGEMAN, P. MILLAR et J.S. AITCHISON : 1×4 optical interconnect using electronically controlled angle steering of spatial solitons. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11:988, 1999.
 - [115] J. HÜBNER, H.M. van DRIEL et J.S. AITCHISON : Ultrafast deflection of spatial solitons in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ slab waveguides. *Opt. Lett.*, 30:3168, 2005.
 - [116] J.S. AITCHISON, D.C. HUTCHINGS et J.M. ARNOLD : Power-dependent polarization dynamics of mixed-mode spatial solitary waves in AlGaAs waveguides. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14:3032, 1997.
 - [117] R.R. MALENDEVICH, L. FRIEDRICH, G.I. STEGEMAN, J.M. SOTO-CRESPO, N.N. AKHMEDIEV et J.S. AITCHISON : Radiation-related polarization instability of Kerr spatial vector solitons. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19:695, 2002.
 - [118] R. MALENDEVICH, L. JANKOVIC, G.I. STEGEMAN et J.S. AITCHISON : Spatial modulation instability in a Kerr slab waveguide. *Opt. Lett.*, 26:1879–1881, 2001.
 - [119] J.U. KANG, G.I. STEGEMAN, A. VILLENEUVE et J.S. AITCHISON : AlGaAs below half bandgap: a laboratory for spatial soliton physics. *J. Eur. Opt. Soc. A*, 5:583, 1996.
 - [120] J.U. KANG, J.S. AITCHISON, G.I. STEGEMAN et N.N. AKHMEDIEV : One-dimensional spatial solitons in AlGaAs waveguides. *Opt. Quantum Electron.*, 30:649–671, 1998.
 - [121] V. CODA, R.D. SWAIN, H. MAILLOTTE, G.J. SALAMO et M. CHAUVET : Wavelength, power and pulse duration influence on spatial soliton formation in AlGaAs. *Opt. Commun.*, 251:186, 2005.
-

-
- [122] H. EISENBERG, Y. SILBERBERG, R. MORANDOTTI, A.R. BOYD et J.S. AITCHISON : Discrete spatial optical solitons in waveguides arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3383, 1998.
 - [123] J. MEIER, G.I. STEGEMAN, D.N. CHRISTODOULIDES, Y. SILBERBERG, R. MORANDOTTI, H. YANG, G. SALAMO, M. SOREL et J.S. AITCHISON : Experimental Observation of Discrete Modulational Instability. *Phys. Rev. Lett.*, 92:163902, 2004.
 - [124] J. MEIER, J. HUDOCK, D.N. CHRISTODOULIDES, G.I. STEGEMAN, H.Y. YANG, G. SALAMO, R. MORANDOTTI, J.S. AITCHISON et Y. SILBERBERG : Excitation of strongly scalar and vector self-trapped beams in one-dimensional arrays of Kerr-nonlinear channel waveguides. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22:1432, 2005.
 - [125] S. SUNTISOV, K.G. MAKRI, D.N. CHRISTODOULIDES, G.I. STEGEMAN, A. HACHE, R. MORANDOTTI, H. YANG, G. SALAMO et M. SOREL : Observation of discrete surface solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 96:063901, 2006.
 - [126] K. AL-HEMYARI, J.S. AITCHISON, C.N. IRONSIDE, G.T. KENNEDY, R. S. GRANT et W. SIBBETT : Ultrafast all-optical switching in GaAlAs integrated interferometers in the 1.55 μm spectral region. *Electron. Lett.*, 28:1090, 1992.
 - [127] J.S. AITCHISON, A. VILLENEUVE et G.I. STEGEMAN : All-optical switching in a nonlinear GaAlAs X-junction. *Opt. Lett.*, 18:1153, 1993.
 - [128] P. DUMAIS, A. VILLENEUVE et J.S. AITCHISON : Bright temporal solitons-like pulse in self-defocusing AlGaAs waveguides near 800 nm. *Opt. Lett.*, 21:260, 1996.
 - [129] E. KAPON et R. BHAT : Low loss single-mode GaAs/AlGaAs optical waveguides grown by organometallic vapor phase epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 50:1628, 1987.
 - [130] S. ADACHI : GaAs, AlAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. *J. Phys. Phys.*, 58:R1, 1985.
 - [131] G.I. STEGEMAN, A. VILLENEUVE, J. KANG, J.S. AITCHISON, C.N. IRONSIDE, K. AL-HEMYARI, C.C. YANG, C.-H. LIN, H.-H. LIN, G.T. KENNEDY, R.S. GRANT et W. SIBBETT : AlGaAs below half band-gap: the silicon of nonlinear optical materials. *International J. Nonlinear Opt. Phys.*, 3:347, 1994.
 - [132] C.C. YANG, A. VILLENEUVE, G.I. STEGEMAN, C.-H. LIN et H.-H. LIN : Anisotropic two-photon transitions in GaAs/AlGaAs multiple quantum well waveguides. *IEEE J. Quantum Electron.*, 29:3934, 1993.
 - [133] M. ASOBE, T. KANAMORI et K. KUBODERA : Applications of highly nonlinear chalcogenide glass fibers in ultrafast all-optical switches. *IEEE J. Quantum Electron.*, 29:2325, 1993.
 - [134] F. SMEKTALA, C. QUEMARD, V. COUDERC et A. BATHÉLÉMY : Non-linear optical properties of chalcogenide glasses measured by Z-scan. *J. Non-Crystalline Solids*, 53:232, 2000.
 - [135] G. LENZ, J. ZIMMERMANN, T. KATSUFUJI, M.E. LINES, H.Y. HWANG, S. SPÄLTER, R.E. SLUSHER et I.D. AGGARWAL : Large Kerr effect in bulk Se-based chalcogenide glasses. *Opt. Lett.*, 25:254, 2000.
 - [136] J.M. HARBOLD, F.O. ILDAY, F.W. WISE, J.S. SANGHERA, V.Q. NGUYEN, L.B. SHAW et I.D. AGGARWAL : Highly nonlinear As-S-Se glasses for all-optical switching. *Opt. Lett.*, 27:119, 2002.
 - [137] S. ADACHI : Optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloys. *Phys. Rev. B*, 38:12347, 1988.
 - [138] J.S. AITCHISON, D.C. HUTCHINGS, J.U. KANG, G.I. STEGEMAN et A. VILLENEUVE : The nonlinear optical properties of AlGaAs at the half band gap. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33:341, 1997.
 - [139] M. SHEIK-BAHAE, D.C. HUTCHINGS, D.J. HAGAN et E. VAN STRYLAND : Dispersion of bound electronic nonlinear refraction in solids. *IEEE J. Quantum Electron.*, 27:1296, 1991.
-

-
- [140] D.C. HUTCHINGS et B.S WHERRETT : Theory of the dispersion of ultrafast nonlinear refraction in zinc-blende semiconductors below the bande edge. *Phys. Rev. B*, 50:4622, 1994.
 - [141] S. BLAIR, K. WAGNER et R. MCLEOD : Material figure of merit for spatial soliton interactions in the presence of absorption. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13:2141, 1996.
 - [142] J. U. KANG, A. VILLENEUVE, M. SHEIK-BAHAE, G. I. STEGEMAN, K. AL-HEMYARI, J. S. AITCHISON et C. N. IRONDSIDE : Limitation due to three-photon absorption on the useful spectral range for nonlinear optics in AlGaAs below half band gap. *Appl. Phys. Lett.*, 65:147, 1994.
 - [143] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/AlGaAs/index.html>.
 - [144] Y. SILBERBERG : Solitons and two-photon absorption. *Opt. Lett*, 15:1005, 1990.
 - [145] V. V. AFANASJEV, J. S. AITCHISON et Y. S. KIVSHAR : Splitting of high-order spatial solitons under the action of two-photon absorption. *Opt. Commun.*, 116:331, 1995.
 - [146] D. WANG, R. BARILLE et G. RIVOIRE : Influence of soliton propagation on the beam-polarization dynamics in a planar waveguide. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15:2731, 1998.
 - [147] D.C. HUTCHINGS et B.S WHERRETT : Theory of anisotropy of two-photon absorption in zinc-blende semiconductors. *Phys. Rev. B*, 49:2418, 1994.
 - [148] D.C. HUTCHINGS et B.S WHERRETT : Theory of the anisotropy of ultrafast nonlinear refraction in zinc-blende semiconductors. *Phys. Rev. B*, 52:8150, 1995.
 - [149] http://www.coherentinc.com/Downloads/RegA_9000_9500_DS.pdf.
 - [150] <http://www.coherentinc.com/Downloads/ACF15A.pdf>.
 - [151] S. POLYAKOV, F. YOSHINO et G.I STEGEMAN : Interplay between self-focusing and high-order multiphoton absorption. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18:1891, 2001.
 - [152] M. ASOBE, K. NAGANUMA, T. KAINO, T. KANAMORI, S. TOMARU et T. KURIHARA : Switching energy limitation in all-optical switching due to group velocity dispersion of highly nonlinear optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 64:2922, 1994.
 - [153] A. VILLENEUVE, P. MAMYSHEV, J.U. KANG, G.I. STEGEMAN, J.S. AITCHISON et C.N. IRONDSIDE : Efficient time-domain demultiplexing with separate signal and control wavelengths in an AlGaAs nonlinear directional coupler. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33:341, 1997.
 - [154] R.D. SWAIN : *Kerr Spatial Solitons in Compound Semiconductor Waveguides*. Thèse de doctorat, University of Arkansas, 2004.
 - [155] J. S. AITCHISON, M. K. OLIVER, E. KAPON, E. COLAS et P. W. E. SMITH : Role of two-photon absorption in ultrafast semiconductor optical switching devices. *Appl. Phys. Lett.*, 56, 1990.
 - [156] T.G. ULMER, R.K. TAN, Z. ZHOU, S.E. RALPH, R.P. KENAN, C.M. VEBER et A.J. SPRINGTHROPE : Two-photon absorption-induced self-phase modulation in GaAs-AlGaAs waveguides for surface-emitted second-harmonic generation. *Opt. Lett.*, 24:756, 1999.
 - [157] N. FINLAYSON, E.M. WRIGHT et G.I. STEGEMAN : Nonlinear optical pulse propagation in a semiconductor medium in the transient regime-I: Temporal and spectral effects. *IEEE J. Quantum Electron.*, 26:770, 1990.
 - [158] I. ANDROSCH et P. GLAS : Influence of spatio-temporal refractive index changes in a GaAs etalon on the generation of ultrashort pulses in a Nd-phosphate glass laser. *Opt. Commun.*, 105:125, 1994.
 - [159] R. EL-GANAINY, S. MOKHOV, K.G. MAKRIS, D.N. CHRISTODOULIDES et R. MORANDOTTI : Solitons in dispersion-inverted AlGaAs nanowires. *Opt. Express*, 14:2277, 2006.
-

-
- [160] L. ARIZMENDI : Photonic applications of lithium niobate crystals. *Phys. Status Solidi A*, 201:253, 2004.
- [161] voir par exemple : <http://www.sinocera.com/cln.html>.
- [162] H.M. O'BRYAN, P.K. GALLAGHER et C.D. BRANDLE : Congruent composition and Li-rich phase boundary of LiNbO_3 . *J. Am. Ceram. Soc.*, 68:493, 1985.
- [163] T. FUJIWARA, M. TAKAHASHI, M. OHAMA, A.J. IKUSHIMA, Y. FURUKAWA et K. KITAMURA : Comparison of electro-optic effect between stoichiometric and congruent LiNbO_3 . *Electron. Lett.*, 35:499, 1999.
- [164] D.H. JUNDT, M.M. FEJER et R.L. BYER : Optical properties of lithium-rich lithium niobate fabricated by vapor transport equilibration. *IEEE J. Quantum Electron*, 26:135, 1990.
- [165] V. BERMÚDEZ, L. HUANG, D. HUI, S. FIELD et E. DIÉGUEZ : Role of stoichiometric point defect in electric-field poling lithium niobate. *Appl. Phys. A*, 70:591, 2000.
- [166] K. KITAMURA, J.K. YAMAMOTO, N. IYI et S. KIMURA et T. HAYASHI : Stoichiometric LiNbO_3 single crystal growth by double crucible Czochralski method using automatic powder supply system. *J. Crystal Growth*, 116:327, 1992.
- [167] K. POLGÁR, A. PÉTER, L. KOVÁCS, G. CORRADI et ZS. SZALLER : Growth of stoichiometric LiNbO_3 single crystals by top seeded solution growth method. *J. Crystal Growth*, 116:327, 1992.
- [168] K. KITAMURA, Y. FURUKAWA, Y. JI, M. ZGONIK, C. MEDRANO, G. MONTEMEZZANI et P. GÜNTHER : Photorefractive effect in LiNbO_3 crystals enhanced by stoichiometry control. *J. Appl. Phys.*, 82:1006, 1997.
- [169] H. CHEN, Y. ZHENG, J. CHEN, H. KONG, Z. LU et E. SHI : Bulk near-stoichiometric lithium niobate crystal growth by a melt supply method. *J. Crystal Growth*, 292:412, 2006.
- [170] D.A. BRYAN, R. GERSON et H.E. TOMASCHKE : Optically induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 . *Appl. Phys. Lett.*, 9:72, 1966.
- [171] C. BECKER, T. OESSELKE, J. PANDAVENES, R. RICKEN, K. ROCHHAUSEN, G. SCHREIBER, W. SOHLER, H. SUCHE, R. WESSEL, S. BALSAMO, I. MONTROSSET et D. SCIANCALEPORE : Advanced Ti:Er: LiNbO_3 waveguide lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, 6:101, 2000.
- [172] A. YARIV et P. YEH : *Optical waves in crystals*. Wiley series in pure and applied optics, John Wiley and Sons, New York, 1984.
- [173] C.S. TSAI : Integrated acoustooptic circuits and applications. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 39:529, 1992.
- [174] voir par exemple : http://www.bblaser.com/toriatukai/got/got_ln.htm.
- [175] M.M. FEJER, G.A. MAGEL, D.H. JUNDT et R.L. BYER : Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances. *IEEE J. Quantum Electron*, 28:2631, 1992.
- [176] Y. LU, Y. LU, X. CHENG, C. XUE et N. MING : Growth of optical superlattice LiNbO_3 with different modulation periods and its application in second harmonic generation. *Appl. Phys. Lett.*, 68:2718, 1996.
- [177] R.C. ALFERNESS : Waveguide electrooptic modulators. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 30:1121, 1982.
- [178] voir par exemple : <http://www.photoline.fr/>.
- [179] E.L. WOOTEN, K.M. KISSA, A. YI-YAN, E.J. MURPHY, D.A. LAFAW, P.F. HALLEMEIER, D. V. ATTANASIO D. MAAK, D.J. FRITZ, G.J. MCBRIEN et D. E. BOSSI : A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, 6:69, 2000.
-

-
- [180] B. STURMAN et V.M. FRIDKIN : *The photovoltaic and photoreceptive effects in noncentrosymmetric materials*, volume 8 de *Ferroelectric and related phenomena*. Gordon and Breach Science Pub., 1992.
- [181] H.G. FESTL, P. HERTEL, E. KRÄTZIG et R. von BALTZ : Investigation of the photovoltaic tensor in doped LiNbO_3 . *Phys. Status Solidi B*, 113:157, 1982.
- [182] P. GÜNTER et J.-P. HUIGNARD : *Photorefractive Materials and Their Applications*, volume I Basic effects. Springer-Verlag, Berlin, 2005.
- [183] P. GÜNTER et J.-P. HUIGNARD : *Photorefractive Materials and Their Applications*, volume II Materials. Springer-Verlag, Berlin, 2006.
- [184] P. GÜNTER et J.-P. HUIGNARD : *Photorefractive Materials and Their Applications*, volume III Applications. Springer-Verlag, Berlin, 2006.
- [185] T.R. VOLK, V.I. PRYALKIN, N.M. RUBININA et M. WÖHLECKE : Optical-damage-resistant impurities in lithium niobate. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:1681, 1994.
- [186] D.A. BRYAN, R. GERSON et H.E. TOMASCHKE : Increased optical damage resistance in lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 44:847, 1984.
- [187] T. VOLK, B. MAXIMOV, T. CHERNAYA, N. RUBININA et M. WÖHLECKE : Photorefractive properties of $\text{LiNbO}_3\text{:Zn}$ crystals related to the defect structure. *Appl. Phys. B*, 72:647, 2001.
- [188] W. PHILLIPS, J.J. AMODEI et D.L. STAEBLER : Optical and holographic storage properties of transition metal doped lithium niobate. *RCA Review*, 33:95, 1972.
- [189] D. KIP J. HUKRIEDE, D. Runde : Permanent narrow-band reflection holograms for infrared light recorded in $\text{LiNbO}_3\text{:Ti:Cu}$ channel waveguides. *Appl. Phys. B*, 72:749, 2001.
- [190] L. HESSELINK, S.S. ORLOV, A. LIU, A. AKELLA, D. LANDE et R.R. NEURGAONKAR : Photorefractive materials for nonvolatile volume holographic data storage. *Science*, 282:1089, 1998.
- [191] G.W. BURR, C.M. JEFFERSON, H. COUFAL, M. JURICH, J.A. HOFFNAGLE, R.M. MACFARLANE et R.M. SHELBY : Volume holographic data storage at an areal density of 250 gigapixels/in.². *Opt. Lett.*, 26:444, 2001.
- [192] W.K. BURNS, P.H. KLEIN, E. J. WEST et L.E. PLEW : Ti diffusion in Ti:LiNbO_3 planar and channel waveguides. *J. Appl. Phys.*, 50:6175, 1979.
- [193] J.L. JACKEL, C.R. RICE et J.J. VESELKA : Proton exchange for high index waveguides in LiNbO_3 . *Appl. Phys. Lett.*, 41:607, 1982.
- [194] W.M. YOUNG, M.M. FREJER, M.J.F. DIGONNET, A.F. MARSHALL et R.S. FEIGELSON : Fabrication, characterization and index profile modeling of high damage resistance Zn-diffused waveguides in congruent and MgO:LiNbO_3 . *J. Lightwave technol.*, 10:1238, 1992.
- [195] A. BOUDRIOUA, J.C. Loulergue F. LAURELL et P. MORETTI : Nonlinear optical properties of (H^+ , He^+)- implanted planar waveguides in z-cut lithium niobate: annealing effect,. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18:1832, 2001.
- [196] O. MATOBA, T. INUJIMA, T. SHIMURA et K. KURODA : Segmented photorefractive waveguides in $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15:2006, 1998.
- [197] F. JUVALTA, B. KOZIARSKA-GLINKA, M. JAZBINŠEK, G. MONTEMEZZANI, K. KITAMURA et P. GÜNTER : Deep UV light induced, fast reconfigurable and fixed waveguides in Mg doped LiTaO_3 . *Opt. Express*, 18:8278, 2006.
- [198] F. SHEU et M. SHIH : Photorefractive polymeric solitons supported by orientationally enhanced birefringent and electro-optic effects. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18:785, 2001.
-

-
- [199] G. DUREE, M. MORIN, G. SALAMO, M. SEGEV, B. CROSIGNANI, P. Di PORTO, E. SHARP et A. YARIV : Dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 74: 1978, 1995.
 - [200] V. KAVALEROV, T. FUJII et M. INOUE : Observation of highly nonlinear surface-acoustic waves on single crystal lithium-niobate plates by means of an optical sampling probe. *J. Appl. Phys.*, 87:907, 2000.
 - [201] J.J. VESELKA et S.K. KOROTKY : Pulse generation for soliton systems using lithium niobate modulators. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2:300, 1996.
 - [202] H. SUCHE, A. GREINER, W. QIU, R. WESSEL et W. SOHLER : Frequency doubling of femtosecond erbium-fiber soliton lasers in periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, 22:13, 1997.
 - [203] H. SUCHE, A. GREINER, W. QIU, R. WESSEL et W. SOHLER : Integrated optical Ti:Er:LiNbO₃ soliton source. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33:1642, 1997.
 - [204] R. SCHIEK, Y. BAEK et G.I. STEGEMAN : One-dimensional spatial solitary waves due to cascaded second-order nonlinearities in planar waveguides. *Phys. Rev. E*, 53:1138, 1996.
 - [205] Y. BAEK, R. SCHIEK, G.I. STEGEMAN, I. BAUMANN et W. SOHLER : Interactions between one-dimensional quadratic solitons. *Opt. Lett.*, 22:1250, 1997.
 - [206] B. BOURLIAGUET, V. COUDERC, A. BARTHÉLÉMY, G.W. ROSS, P.G.R. SMITH, D.C. HANNA et C. De ANGELIS : Observation of quadratic spatial solitons in periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, 24:1410, 1999.
 - [207] P.-H. PIOGER, V. COUDERC, L. GROSSARD, A. BATHÉLÉMY, F. BARONIO, C. De ANGELIS, Y.H. MIN, V. QUIRING et W. SOHLER : Ultra-fast reconfigurable spatial switching between a quadratic solitary wave and a weak signal. *Appl. Phys. B*, 85:131, 2006.
 - [208] M. CHAUVET, S. CHAUVIN et H. MAILLOTTE : Transient dark photovoltaic spatial solitons and induced guiding in slab LiNbO₃ waveguides. *Opt. Lett.*, 17:1344, 2001.
 - [209] M. TAYA, M.C. BASHAW, M.M. FEJER, M. SEGEV et G.C. VALLEY : Y junction arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media. *Opt. Lett.*, 21:943, 1996.
 - [210] S. LIU, G. ZHANG, G. TIAN, Q. SUN, J. XU, G. ZHANG et T. YICHENG : (1+1)-Dimensional and (2+1)-dimensional waveguides induced by self-focused dark notches and crosses in LiNbO₃:Fe crystal. *Appl. Opt.*, 36:8982, 1997.
 - [211] Z. CHEN, M. SEGEV, D.W. WILSON, R.E. MULLER et P.D. MAKER : Self-trapping of an optical vortex by use of the bulk photovoltaic effect. *Phys. Rev. Lett.*, 78:2948, 1997.
 - [212] R. PASSIER, M. CHAUVET et F. DEVAUX : 2-D junctions induced by multiple optical vortices in photorefractive medium. In *EOS Topical meeting on nonlinear optics: from sources to guided waves*, 2006.
 - [213] V. SHANDAROV, D. KIP, M. WESNER et J. HUKRIEDE : Observation of dark spatial photovoltaic solitons in planar waveguides in lithium niobate. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2:500, 2000.
 - [214] G. COUTON, , H. MAILLOTTE, R. GIUST et M. CHAUVET : Formation of reconfigurable singlemode channel waveguides in LiNbO₃ using spatial solitons. *Electron. Lett.*, 39:286, 2003.
 - [215] F. CHEN, M. STEPIC, C.E. RÜTER, D. RUNDE, D. KIP, V. SHANDAROV, O. MANELA et M. SEGEV : Discrete diffraction and spatial gap solitons in photovoltaic LiNbO₃ waveguide arrays. *Opt. Express*, 13:4314, 2005.
 - [216] T. SONG, S.M. LIU, , R. GUO, Z.H. LIU, N. ZHU et Y.M. GAO : Observation of composite gap solitons in optically induced nonlinear lattices in LiNbO₃:Fe crystal. *Opt. Express*, 14:1924, 2006.
-

-
- [217] E. FAZIO, F. RENZI, R. RINALDI, M. BERTOLOTTI, M. CHAUVET, W. RAMADAN, A. PETRIS et V.I. VLAD : Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 85:2193, 2004.
 - [218] R. JÄGER, S.-P. GORZA, C. CAMBOURNAC, M. HAELTERMAN et M. CHAUVET : Sharp waveguide bends induced by spatial solitons. *Appl. Phys. Lett.*, 88:061117, 2006.
 - [219] L. JINSONG et L. KEQING : Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16:550, 1999.
 - [220] L. KEQING, T. TIAN TONG et Z. YANPENG : One dimensional steady-state spatial solitons in photovoltaic photorefractive materials with an external applied field. *Phys. Rev. A*, 61:053822, 2000.
 - [221] L. KEQING, Z. YANPENG, T. TIAN TONG, et L. BO : Incoherently coupled steady-state soliton pairs in biased photorefractive-photovoltaic materials. *Phys. Rev. E*, 64:056603, 2001.
 - [222] L. KEQING, T. TIAN TONG et Z. YANPENG : Steady-state vector spatial solitons in biased photorefractive-photovoltaic crystals. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 6:658, 2004.
 - [223] C. ANASTASSIOU, M. SHIH, M. MITCHELL, Z. CHEN et M. SEGEV : Optically induced photovoltaic self-defocusing-to-self-focusing transition. *Opt. Lett.*, 23:924, 1998.
 - [224] W.K. LEE et T.S. CHAN : Experimental investigation of phase-dependent interactions of photovoltaic bright spatial solitons in photorefractive Fe:LiNbO₃. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23:1920, 2006.
 - [225] M. CHAUVET : Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20:2515, 2003.
 - [226] M. SHIH, P. LEACH, M. SEGEV, M. GARRET, G. SALAMO et G.C. VALLEY : Two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons. *Opt. Lett.*, 21:324, 1996.
 - [227] M. SEGEV, M. SHIH et G.C. VALLEY : Photorefractive screening solitons of high and low intensity. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13:706, 1996.
 - [228] G. MONTEMEZZANI et P. GÜNTHER : Profile of photorefractive one-dimensional bright spatial solitons. *Opt. Lett.*, 22:451, 1997.
 - [229] G.F. CALVO, F. AGULLÓ-LÓPPEZ, M. CARRASCOSA, M.R. BELIC et M. KROLIKOWSKI : Locality *vs.* nonlocality of (2 + 1)-dimensional light-induced space-charge field in photorefractive crystals. *Europhys. Lett.*, 60:847, 2002.
 - [230] M. CHAUVET, A. GUO, Y. TANG et G. SALAMO : Electrically tunable soliton-induced waveguide in quadratic SBN. In *10th International Conference on Photorefractive Effects, Materials and Devices*, 2005.
 - [231] M. BODNAR et P. HRIBEK : Photovoltaic effect and generation of dark photovoltaic solitons in Fe:LiNbO₃. In *Photonics Applications in Industry and Research IV. Proceedings of the SPIE*, volume 5949, page 106, 2005.
 - [232] J. SAFIOUI : Guides optiques photo-induits dans des cristaux de LiNbO₃. Mémoire de D.E.A., Université de Franche-Comté, 2006.
 - [233] M. CHAUVET, V. CODA, H. MAILLOTTE, E. FAZIO et G. SALAMO : Large self-deflection of soliton beams in LiNbO₃. *Opt. Lett.*, 30:1977, 2005.
 - [234] W. YAN, Y. KONG, L. SHI, L. SUN, H. LIU, X. LI, D. ZHAO, J. XU, S. CHEN, L. ZHANG, Z. HUANG, S. LIU et G. ZHANG : Influence of composition on the photorefractive centers in pure LiNbO₃ at low light intensity. *Appl. Opt.*, 45:2453, 2006.
 - [235] S. MAILIS, C. RIZIOTIS, I.T. WELLINGTON, P.G.R. SMITH, C.B.E. GAWITH et R.W. EASON : Direct ultraviolet writing of channel waveguides in congruent lithium niobate single crystals. *Opt. Lett.*, 28:1433, 2003.
-

-
- [236] M. SHIH, Z. CHEN, M. MITCHELL, M. SEGEV, H. LEE, R.S. FEIGELSON et J.P. WILDE : Waveguides induced by photorefractive screening solitons. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:3091, 1997.
- [237] G.I. STEGEMAN : *Handbook of Optics IV*, chapitre 21, All-optical switching, pages 21.1–21.8. McGraw-Hill, 2001.
- [238] D.J. BLUMENTHAL, J.E. BOWERS, L. RAU, H.-F. CHOU, S. RANGARAJAN, W. WANG et H.N. POULSEN : Optical signal processing for optical packet switching networks. *IEEE Commun. Mag.*, Fev:S23, 2003.
- [239] S. YAO, S. DIXIT et B. MUKHERJEE : Advances in photonic packet switching: An overview. *IEEE Commun. Mag.*, page 84, Fev 2000.
- [240] J. HECHT : Optical Switching Promises cure for telecommunications logjam. *Laser Focus World*, page 69, sep 1998.
- [241] http://www.lightreading.com/document.asp?doc_id=9016.
- [242] G.I. STEGEMAN, E.M. WRIGHT, N. FINLAYSON, R. ZANONI et C.T. SEATON : Third order nonlinear integrated optics. *J. Lightwave Technol.*, 6:953, 1988.
- [243] G.I. STEGEMAN et E.M. WRIGHT : All-optical waveguide switching. *Opt. Quantum Electron.*, 22:95, 1990.
- [244] K.J. BLOW, N.J. DORAN et B.K. NAYAR : Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear sagnac interferometer. *Opt. Lett.*, 14:754, 1989.
- [245] L. THYLEN, N. FINLAYSON, C.T. SEATON et G.I. STEGEMAN : All-optical guided-wave Mach-Zender switching device. *Appl. Phys. Lett.*, 51:1304, 1987.
- [246] S.R. FRIBERG, A.M. WEINER, Y. SILBERBERG, B.G. SFEZ et P.S. SMITH : Femtosecond switching in dual-core-fiber nonlinear coupler. *Opt. Lett.*, 13:904, 1988.
- [247] Y. SILBERBERG et B.G. SFEZ : All-optical phase- and power-controlled switching in nonlinear waveguide junctions. *Opt. Lett.*, 13:1132, 1988.
- [248] J.P. SABINI, N. FINLAYSON et G.I. STEGEMAN : All-optical switching in nonlinear X junctions. *Appl. Phys. Lett.*, 55:1176, 1989.
- [249] H. FOUCKHARDT et Y. SILBERBERG : All-optical switching in waveguide X junctions. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7:803, 1990.
- [250] A. VILLENEUVE, K. AL-HEMYARI, J.U. KANG, C.N. IRONSIDE, J.S. AITCHISON et G.I. STEGEMAN : Demonstration of all-optical demultiplexing at 1555 nm with an AlGaAs directional coupler. *Electron. Lett.*, 28:1090, 1992.
- [251] V. VAN, T.A. IBRAHIM, K. RITTER, P.P. ABSIL, F.G. JOHNSON, R. GROVER, J. GOLDHAR et P.-T. HO : All-optical nonlinear switching in GaAs-AlGaAs microring resonators. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14:74, 2002.
- [252] M.N. ISLAM : Ultrafast all-optical logic gates based on soliton trapping in fibers. *Opt. Lett.*, page 1257, 1989.
- [253] G.I. STEGEMAN et M. SEGEV : Optical spatial solitons and their interactions: universality and diversity. *Science*, 286:1518, 1999.
- [254] M. SEGEV et G.I. STEGEMAN : Self-trapping of optical beams: spatial solitons. *Phys. Today*, 51:42, 1998.
- [255] M. SHALABY et A. BARTHÉLEMY : Experimental spatial solitons trapping and switching. *Opt. Lett.*, 16:1472, 1991.
-

-
- [256] X.D. CAO et D.D. MEYERHOFER : All-optical switching by means of collisions of spatial vector solitons. *Opt. Lett.*, 19:1711, 1994.
- [257] L. LEFORT et A. BARTHELEMY : All-optical demultiplexing of a signal using collision and waveguiding of spatial solitons. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10:1364, 1997.
- [258] W.E. TORRUELLAS, G. ASSANTO, B.L. LAWRENCE, R.A. FUERST et G.I. STEGEMAN : All-optical switching by spatial walkoff compensation and solitary-wave locking. *Appl. Phys. Lett.*, 68:1449, 1996.
- [259] R.A. FUERST, M.T.G. CANVA, G.I. STEGEMAN, G. LEO et G. ASSANTO : Robust generation, properties and potential applications of quadratic spatial solitons generated by optical parametric amplification. *Opt. Quantum Electron.*, 30:907, 1998.
- [260] Y.-D. WU : New all-optical wavelength auto-router based on spatial solitons. *Opt. Express*, 12:4172, 2004.
- [261] Y.-D. WU : All-optical $1 \times N$ switching device by use of the phase modulation of spatial solitons. *Appl. Opt.*, 44:4144, 2005.
- [262] Y.-D. WU : New all-optical switch based on the spatial soliton repulsion. *Opt. Express*, 14:4005, 2006.
- [263] C. BOSSHARD, P.V. MAMYSHEV et G.I. STEGEMAN : All-optical steering of dark spatial soliton arrays and the beam guided by them. *Opt. Lett.*, 19:90, 1994.
- [264] W. KRÓLIKOWSKI et S.A. HOLMSTROM : Fusion and birth of spatial solitons upon collision. *Opt. Lett.*, 22:369, 1997.
- [265] J. PETTER, J. SCHRÖDER, D. TRÄGER et C. DENZ : Optical control of arrays of photorefractive screening solitons. *Opt. Lett.*, 28:438, 2003.
- [266] S. LAN, E. DELRE, Z. CHEN, M. SHIH et M. SEGEV : Directional coupler with soliton-induced waveguides. *Opt. Lett.*, 24:475, 1999.
- [267] S. LAN, M. SHIH, G. MIZELL, J.A. GIORDMAINE, Z. CHEN, C. ANASTASSIOU, J. MARTIN et M. SEGEV : Second-harmonic generation in waveguides induced by photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, 24:1145, 1999.
- [268] M. CHAUVET, F. PETTAZI, V. CODA et E. FAZIO : Frequency-doubling in self-induced waveguides in Lithium Niobate. In *EOS Topical meeting on nonlinear optics: from sources to guided waves*, 2006.
- [269] F. PETTAZI, V. CODA, M. CHAUVET et E. FAZIO : Frequency-doubling in self-induced waveguides in lithium niobate. *Accepté à Opt. Commun.*
- [270] Y. KOMINIS et K. HIZANIDIS : Continuous wave-controlled steering of spatial solitons. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21:562, 2004.
- [271] D. WANG, R. BARILLE et G. RIVOIRE : Stokes spectral broadening at an over-soliton threshold excitation in a planar waveguide. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15:181, 1998.
- [272] S. NOLTE, M. WILL, J. BURGHOF et A. TÜNNERMANN : Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics. *Appl. Phys. A.*, 77:109, 2003.
- [273] S. SOWA, W. WATANABE, T. TAMAKI, J. NISHII et K. ITOH : Symmetric waveguides in poly(methyl methacrylate) fabricated by femtosecond laser pulses. *Opt. Express*, 14:291, 2006.
- [274] V. CODA, M. CHAUVET, F. PETTAZI et E. FAZIO : 3-D integrated optical interconnect induced by self-focused beam. *Electron. Lett.*, 42:463, 2006.
-

Résumé

Cette thèse porte sur l'autofocalisation de faisceaux et la propagation solitonique optique. Les résultats présentés s'appuient sur l'utilisation de deux milieux aux propriétés non linéaires complémentaires, un milieu Kerr en configuration planaire offrant une réponse ultra-rapide et un milieu photoréfractif siège d'une autofocalisation stable bidimensionnelle opérationnelle à très basse puissance. Les analyses présentées sont basées sur des modélisations analytiques et numériques vérifiées par de nombreuses expériences. Nous nous intéressons en particulier au potentiel des guides auto-induits par les solitons pour des applications de routage optique et d'interconnexions reconfigurables.

La première partie présente des résultats sur les solitons Kerr, aux longueurs d'onde des télécommunications, formés dans des guides plans basés sur le semi-conducteur AlGaAs. Nous avons montré que les absorptions non linéaires, bien que faibles, influencent de manière déterminante l'autofocalisation des faisceaux. Par ailleurs, nous avons déterminé expérimentalement les durées d'impulsions compatibles avec la génération de solitons. Une propagation solitonique a été obtenue sur

une distance de 17 longueurs de diffraction.

Dans une seconde partie, nous avons étudié un nouveau type de soliton brillant bidimensionnel, le soliton photoréfractif-photovoltaïque avec champ appliqué dans le LiNbO₃. Ce soliton est caractérisé par l'application d'un champ électrique qui s'oppose à l'effet photovoltaïque intrinsèque au matériau afin de produire un effet non linéaire focalisant. En accord avec le modèle semi-analytique et les simulations numériques développés, les expériences réalisées montrent que ces solitons constituent une technique simple pour générer des guides à symétrie circulaire, droits ou courbes, utilisables aux longueurs d'onde du visible mais également dans l'infrarouge.

Enfin, nous avons testé les potentialités des solitons pour l'adressage optique à travers deux applications. La première a permis de vérifier les capacités des solitons Kerr dans AlGaAs pour des interconnexions rapidement reconfigurables. Dans une seconde configuration, un composant d'optique intégrée 3-D remplissant la fonction de routage 1 vers 4 a été réalisé dans le LiNbO₃ à l'aide de solitons photoréfractifs.

Mots clés

Optique non linéaire, solitons spatiaux, guides photo-induits, autofocalisation, effet Kerr optique, effet photoréfractif, absorption non linéaire, soliton écran-photovoltaïque, adressage optique, routeur 3-D intégré, AlGaAs, LiNbO₃.

Abstract

This thesis deals with beam self-focalization and optical soliton propagation. The presented results are obtained in two complementary nonlinear media, an ultra-fast Kerr material used in planar configuration and a photorefractive material showing stable self-focusing effect in two dimensions at very low beam power. The depicted studies are based on analytical developments and numerical calculations along with numerous experiments. Potential of soliton-induced waveguides for application to optical switching and reconfigurable crossconnects are considered in particular.

In the first part, we present results on Kerr solitons at telecommunication wavelengths, generated in AlGaAs planar waveguides. We demonstrate that nonlinear absorptions, although low, modify self-focusing effect in a dramatic way. In addition, the influence of pulse duration on soliton propagation has been characterized experimentally. Soliton propagation is observed over 17 diffraction lengths.

In the second part, we study a new type of bright bi-dimensional photorefractive soliton, the photorefractive-photovoltaic screening soliton in LiNbO₃. This soliton is induced by an external applied electric field opposed to the intrinsic photovoltaic effect of the material in order to exhibit a focusing nonlinear effect. In agreement with developed semi-analytical and numerical models, the experiments confirm that these solitons represent a simple way to generate straight or curved cylindrical waveguides able to guide visible light and also telecommunication wavelengths.

Finally, we test the potential of solitons for optical switching in the framework of two applications. The first one reveals the capability of spatial Kerr solitons in AlGaAs for fast reconfigurable interconnects. While the second one is a 3-D integrated optical component induced by photorefractive solitons and achieving a 1 by 4 routing function.

Key words

Nonlinear optics, spatial solitons, photo-induced waveguides, self-focusing, optical Kerr effect, photorefractive effect, nonlinear absorption, screening-photovoltaic soliton, optical switching, 3-D integrated router, AlGaAs, LiNbO₃.